





UNIVERSITÀ  
DEGLI STUDI  
DI PADOVA

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI PADOVA  
**Dipartimento di Ingegneria Industriale DII**

Corso di Laurea Magistrale in Ingegneria Meccanica

Implementazione e validazione di un codice per il calcolo  
delle prestazioni di turbine a vapore multistadio

Implementation and validation of a code for multistage steam turbines performance evaluation

**Relatore**

Prof. Benini Ernesto

**Correlatore**

Ing. Pellegrini Alvisè

**Studente con matricola**

Parma Stefano [Mat. 1020489]

Anno Accademico 2012/2013



## Sommario

CENNI SULLE TURBINE A VAPORE .....	1
1.1 Caratteristiche generali .....	1
1.2 Cenni di termodinamica.....	5
1.2.1 Deflusso negli ugelli .....	5
1.2.2 Turbine ad azione.....	6
1.2.3 Turbine a reazione.....	9
1.3 Efficienza delle turbine.....	13
1.3.1 Cenni sulle problematiche delle turbine.....	14
I MODELLI DI PERDITA.....	17
2.1 Tipologie di perdite energetiche .....	18
2.1.1 Perdite di profilo .....	19
2.1.2 Perdite di annulus.....	19
2.1.3 Perdite secondarie .....	19
2.1.4 Perdite nei giochi di estremità.....	21
2.1.5 Perdite per deviazione all'uscita della schiera .....	22
2.1.6 Perdite per umidità del vapore .....	25
2.1.7 Perdite per ventilazione e parzializzazione .....	26
2.1.8 Perdite per attrito fluidodinamico sui dischi delle giranti.....	28
2.2 I modelli di calcolo .....	31
2.2.1 Il modello di Soderberg.....	32
2.2.2 Il modello di Ainley & Mathieson .....	34
2.2.3 Il modello di Hawthorne .....	38
2.2.4 Il modello di Craig & Cox .....	39
IMPLEMENTAZIONE CODICE DI CALCOLO E VALIDAZIONE .....	55
3.1 Gas ideale.....	55
3.1.1 Dati iniziali.....	55
3.1.2 Passaggi per validazione .....	59
3.2 Vapore.....	75
3.1.1 Trasformazione multistadio a vapore.....	75
3.1.2 Validazione .....	85
CONCLUSIONI E FUTURI SVILUPPI .....	102
Bibliografia.....	104



# CAPITOLO 1

---

## CENNI SULLE TURBINE A VAPORE

### 1.1 Caratteristiche generali

Le turbine a vapore hanno il compito di trasformare l'energia potenziale termodinamica contenuta nel vapore ad alta pressione e temperatura in lavoro meccanico. Questa trasformazione di energia, con la corrispondente variazione di entalpia del vapore, avviene con una trasformazione intermedia, parziale o totale in energia cinetica.

Lo stadio di una turbina assiale è composto da una serie di pale statoriche (dette ugelli) seguita da una schiera rotante (detta rotore). In generale, negli ugelli il flusso viene accelerato e deviato tangenzialmente, nel successivo rotore avviene lo scambio di energia allorché tale componente tangenziale della velocità viene diminuita (può anche cambiare di segno per alcune tipologie di turbine)(Fig. 1).

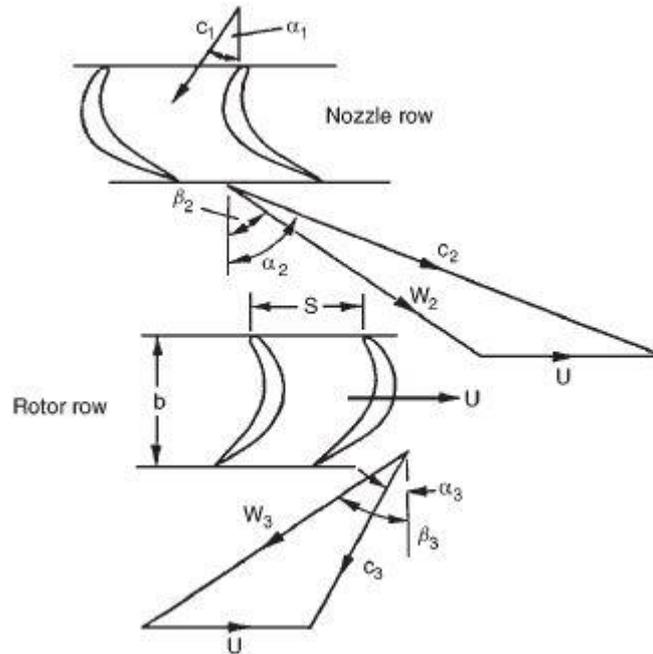


Fig. 1

## 1.1 Caratteristiche generali

Le parti fondamentali che le compongono sono:

- **involucro o cassa:** racchiude tutti gli organi della turbina;
- **rotore:** formato da una o più giranti ognuna con una o più corone;
- **distributori:** costituiti da uno o più settori palettati, indirizzano il vapore all'ingresso nelle giranti;
- **raddrizzatori:** corone palettate tra girante e girante, per reindirizzare il flusso tra una girante e la successiva dello stesso corpo turbina;
- **tubazioni di adduzione e scarico:** per alimentare la turbina, per inviare il vapore da un corpo turbina ad un altro e per scaricarlo;
- **organi di regolazione:** valvole di intercettazione e di laminazione del vapore.

Il lavoro specifico è esprimibile in base ai triangoli di velocità come:

$$L = u(Cu_1 - Cu_2) = H_1^0 - H_2^0 = H_1 + \frac{C_1^2}{2} - \left( H_2 + \frac{C_2^2}{2} \right)$$

Una delle questioni più importanti riguarda la possibilità di massimizzare il lavoro specifico del singolo stadio. Con riferimento all'equazione appena citata, il limite superiore è dato da due aspetti:

1. La massima velocità periferica sopportabile dalle pale rotoriche;
2. La massima deviazione tangenziale della corrente compatibilmente con un buon rendimento dello stadio;

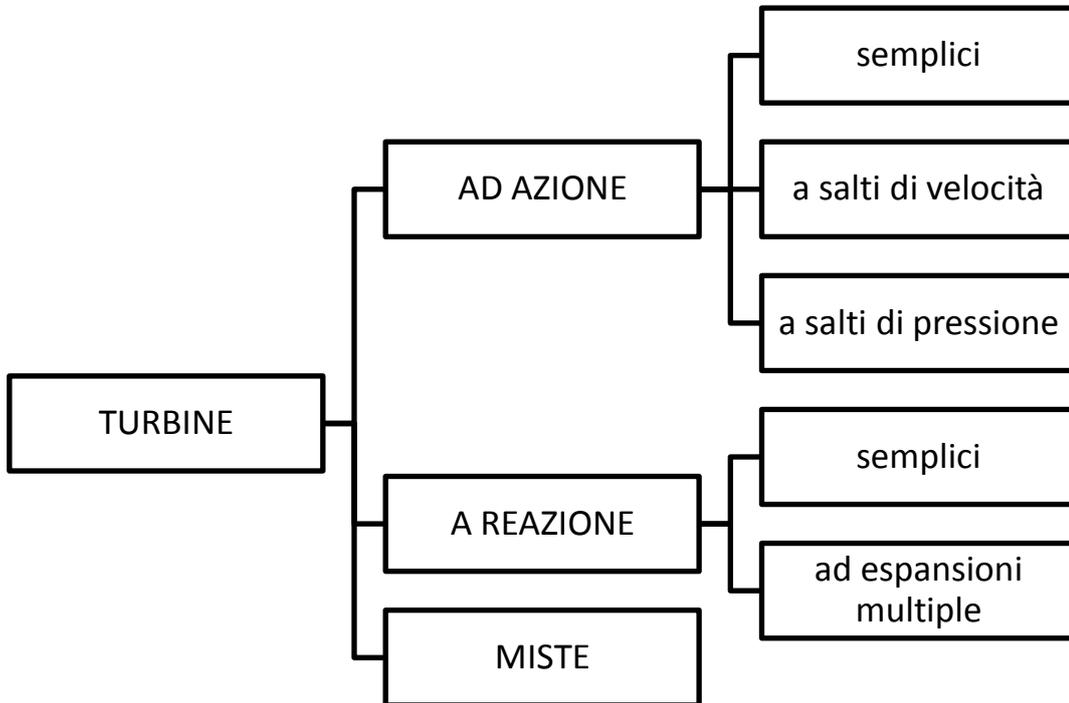
La massima velocità periferica è funzione della tensione ammissibile sopportabile dalla sezione alla radice della pala, quindi del materiale dalla pala stessa. In generale la velocità periferica dovrebbe essere limitata attorno ai 400-500 m/s. D'altra parte, la massima deviazione tangenziale, pur essendo molto superiore a quella sopportabile da un compressore, deve essere comunque limitata al fine di mantenere un'elevata efficienza. Vi potrebbero essere, infatti, alcune zone sulla pala, ad esempio in corrispondenza del lato in depressione, dove il gradiente di pressione diviene sfavorevole e a tale fenomeno bisogna porre particolare attenzione.

Le turbine a vapore sono generalmente a flusso assiale. Per ogni singolo stadio si può definire il corrispondente grado di reazione:

$$R^0 = \frac{\text{salto di entalpia statica tra ingresso e uscita del solo rotore}}{\text{salto di entalpia totale tra ingresso e uscita dello stadio}}$$

## 1.1 Caratteristiche generali

A seconda del valore del grado di reazione, e quindi dei diversi processi attraverso i quali avviene la trasformazione dell'energia, può essere fatta una classificazione delle turbine a vapore.



Altri metodi di classificazione possono ad esempio considerare la tipologia di turbina (ad alta pressione, a bassa pressione), gli aspetti funzionali della macchina (turbine a contropressione, a condensazione, ad estrazione), il suo utilizzo (turbine marine, per impianti fissi,..), la taglia, etc.. .

In questa sede ci limiteremo soltanto ad un accenno alle principali caratteristiche delle turbine a vapore suddivise a seconda del grado di reazione. Si ricorda che il principio di funzionamento è assai diverso per le due macchine. Il deflusso attraverso lo statore (ugelli) è però simile e sicuramente lo stato termodinamico a valle di quest'ultimo è univocamente determinato.

## 1.1 Caratteristiche generali

## 1.2 Cenni di termodinamica

### 1.2.1 Deflusso negli ugelli

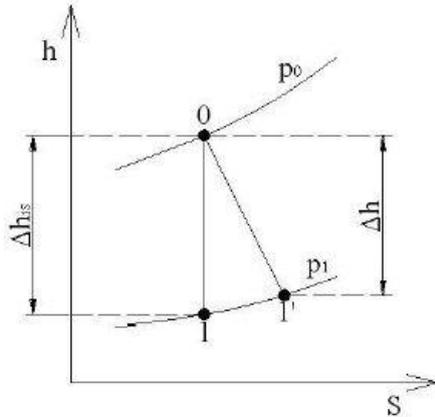


Fig. 2

La trasformazione di espansione del flusso comprimibile nel distributore è illustrata nel piano  $h$ - $s$  in Fig. 2. Applicando il principio di conservazione dell'energia nell'ipotesi di trasformazione isentropica, poiché il distributore è un organo fisso quindi non scambia lavoro con il fluido, si ottiene la conservazione dell'entalpia totale tra ingresso e uscita distributore:

$$H_0^0 = H_0 + \frac{C_0^2}{2} = H_1^0 = H_1 + \frac{C_1^2}{2}$$

dove normalmente non si considera il termine cinetico in ingresso poiché  $C_0$  è spesso trascurabile.

Rispetto alla trasformazione ideale ( $0 \rightarrow 1$ ), la trasformazione reale non è isentropica, ma ad entropia crescente ( $0 \rightarrow 1'$ ).

I palettamenti che effettuano questa trasformazione possono essere semplicemente convergenti in presenza di moto subsonico (Fig. 3 A) o convergenti-divergenti in presenza di moto supersonico (Fig. 3 B).

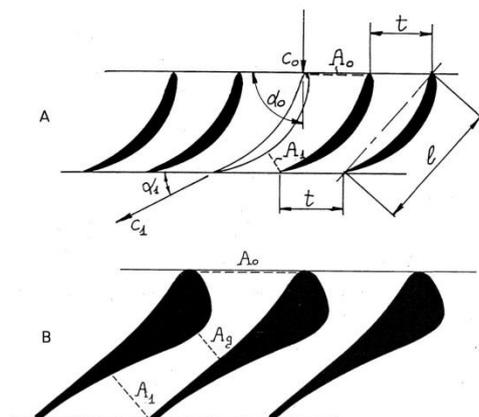
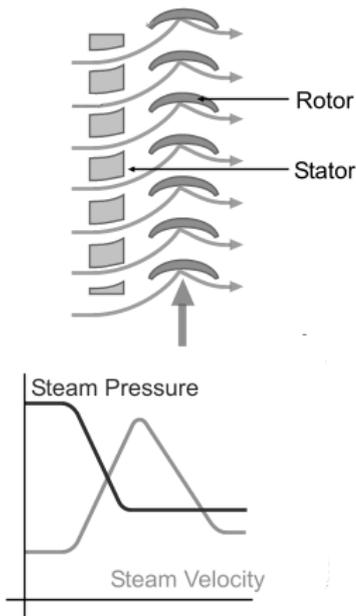


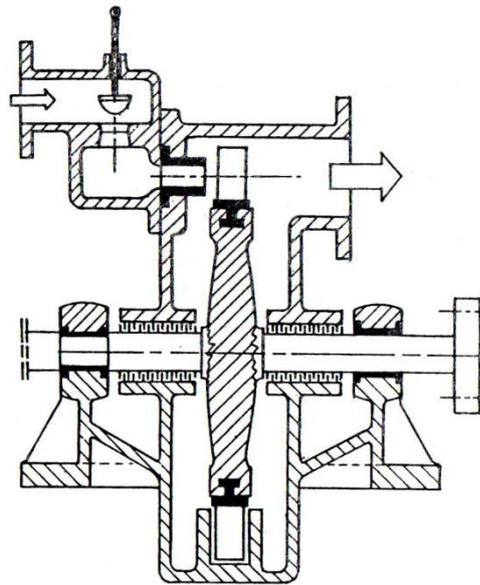
Fig. 3

**1.2.2 Turbine ad azione**

Nelle turbine ad azione (con grado di reazione  $R^\circ = 0$ ) l'espansione del vapore avviene quasi esclusivamente negli ugelli che precedono le schiere rotanti, mentre nei rotor la pressione del vapore rimane all'incirca costante. Poiché l'intera caduta di entalpia statica è elaborata da un unico distributore, quest'ultimo presenterà velocità di uscita spesso supersoniche e quindi una conformazione tipo ugello convergente-divergente. Nel distributore, quindi, si ha una brusca caduta della pressione del fluido con un conseguente aumento di velocità. In girante,



**Fig. 5**



**Fig. 4**

invece, l'energia cinetica del flusso viene trasformata in lavoro meccanico (la velocità assoluta diminuisce) e la pressione rimane costante (Fig. 5). Come è ben noto, tale condizione deve essere soddisfatta per poter effettuare la regolazione per parzializzazione (Fig. 4).

Per quanto riguarda invece la trasformazione termodinamica isoentropica effettuata nel rotore è la rotalpia a rimanere costante:

$$Hw_1^0 = H_1 + \frac{W_1^2 - U_1^2}{2} = Hw_2^0 = H_2 + \frac{W_2^2 - U_2^2}{2}$$

Se a questa si associa un rendimento isoentropico si trova il punto finale della trasformazione (Fig. 6).

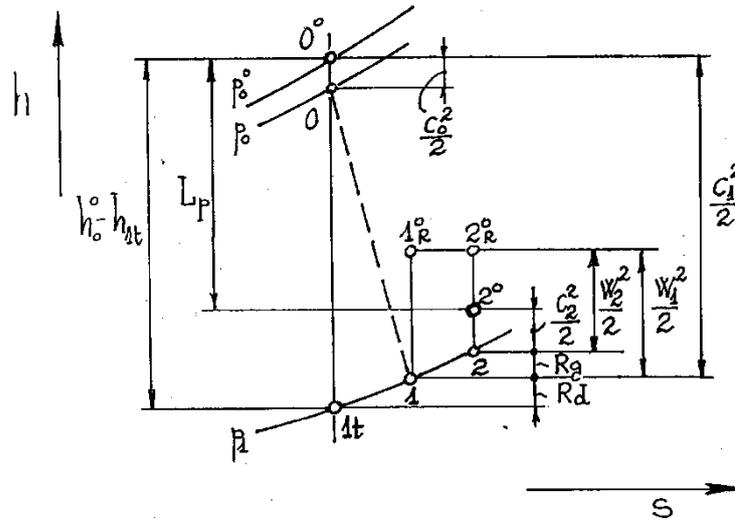


Fig. 6

Come descritto in precedenza, il grado di reazione è il rapporto fra il lavoro di reazione e quello complessivamente trasformato nello stadio, quindi, nel caso preso a riferimento (macchina assiale e ad azione), nell'ipotesi di rendimento isoentropico unitario nel rotore:

$$R^\circ = \frac{W_2^2 - W_1^2}{2 \cdot L} = 0$$

$$|W_1| = |W_2|$$

Da questa equazione sono definiti i triangoli delle velocità (Fig. 7), e quindi la forma della pala rotorica, che sarà simmetrica.

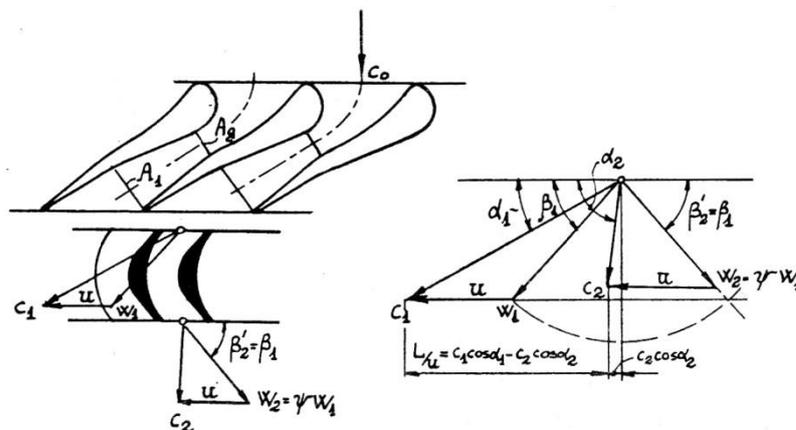


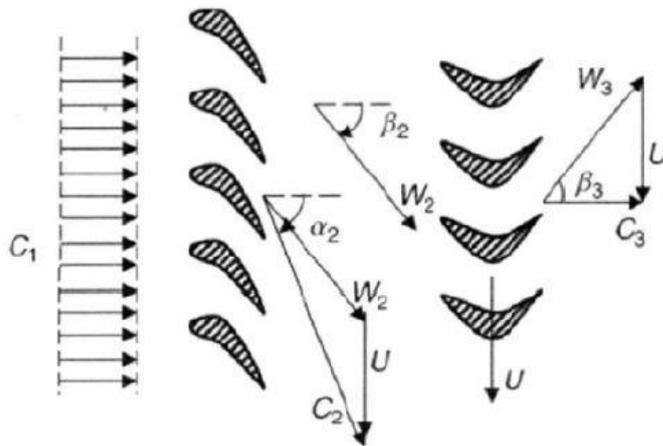
Fig. 7

## 1.2 Cenni di termodinamica

Studiando uno stadio con velocità assoluta assiale all'uscita si evince che il lavoro prodotto è pari a due volte la velocità periferica al quadrato (Fig. 8), tale informazione permetterà, in seguito, un confronto diretto con il lavoro estratto da uno stadio a reazione:

$$Cu_2 = 0 \text{ e } Cu_1 = 2 \cdot U$$

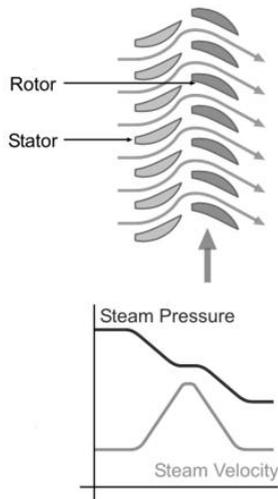
$$L = U(Cu_1 - Cu_2) = 2 \cdot U^2$$



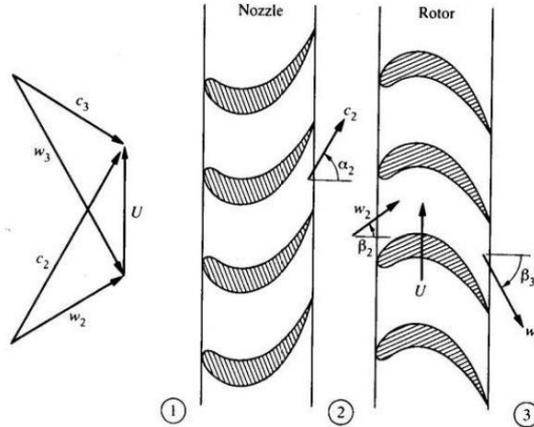
**Fig. 8**

Negli stadi ad impulso, contrariamente a quanto appena illustrato, il grado di reazione non è quasi mai uguale a zero, o meglio, è uguale a zero soltanto se esiste un salto di pressione statica anche attraverso il rotore. Se invece, come richiede la parzializzazione, non deve esserci salto di pressione statica nel rotore, la velocità relativa deve diminuire, quindi il grado di reazione non è più nullo. Questo è causato dalle perdite generate nel rotore, che si trasformano in un aumento di entropia. Osservando il grafico h-s di Fig. 6 si vede chiaramente che, se la trasformazione nel rotore fosse ideale, il grado di reazione potrebbe essere zero, invece, a causa delle perdite si ha uno spostamento verso valori maggiori di entropia del punto 2 lungo l'isobara del punto 1 e quindi la velocità relativa diminuisce causando un grado di reazione negativo.

**1.2.3 Turbine a reazione**



**Fig. 9**



**Fig. 10**

Nelle turbine a reazione l'espansione avviene (solitamente in misura all'incirca uguale in dipendenza del grado di reazione) sia negli organi statorici sia in quelli rotanti (Fig. 9). Questo comporta un aumento della velocità relativa, che pertanto all'uscita della girante risulta maggiore che all'ingresso. Nelle turbine a reazione non è dunque possibile ricorrere alla parzializzazione, a meno che il primo stadio non sia ad azione. E' frequentissimo l'uso di palettamenti con grado di reazione 0.5 e quindi con statore e rotore geometricamente simili (Fig. 10) in quanto:

$$R^\circ = \frac{\frac{W_2^2 - W_1^2}{2}}{\frac{C_1^2 - C_2^2}{2} + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2}} = 0.5$$

$$|C_1| = |W_2| \text{ e } |C_2| = |W_1|$$

Nel diagramma termodinamico h-s di Fig. 12 è rappresentata l'evoluzione del vapore in questo tipo di stadio.

Per confrontarlo con la turbina ad azione assumiamo che la velocità in uscita dallo stadio sia assiale come in Fig. 11, si avrà quindi:

$$Cu_2 = 0 \text{ e } Cu_1 = U$$

$$L = U(Cu_1 - Cu_2) = U^2$$

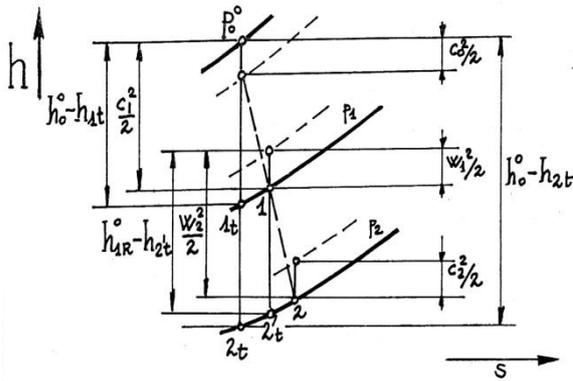


Fig. 12

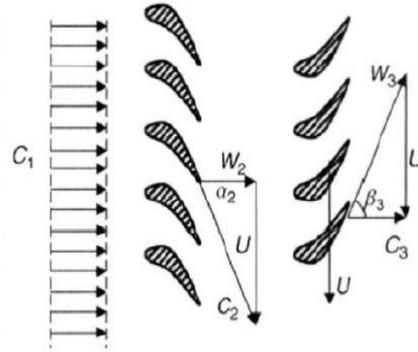


Fig. 11

Si deduce che il lavoro specifico è maggiore in uno stadio ad azione che in uno a reazione. Altrettanto evidente, peraltro, è che in uno stadio ad azione le velocità in gioco sono in modulo assai superiori. Questo ha come conseguenza il fatto che le perdite per attrito sulle pareti delle palette sono di entità maggiore e che il rendimento di uno stadio ad azione è in genere penalizzato rispetto a quello di uno stadio a reazione. Una sintesi di questi dati di prestazione è ben rappresentata dal diagramma di Kacker e Okapuu (Fig. 13).

In questo diagramma sono rappresentati in ascissa il coefficiente di flusso

$$\phi = \frac{C_z}{U}$$

in ordinata il coefficiente di lavoro

$$\psi = \frac{L}{U^2} = \frac{\Delta H^\circ}{U^2}$$

ed è parametrico rispetto al rendimento isoentropico totale-totale

$$\eta_{tt} = \frac{H_0^\circ - H_2^\circ}{H_0^\circ - H_{2is}^\circ} = \frac{1 - T_2^\circ/T_0^\circ}{1 - \pi_e^{\frac{1-k}{k}}}$$

Tale diagramma riferisce in modo chiaro che per stadi di turbine “ben progettate”, il rendimento isoentropico totale-totale è legato al coefficiente di lavoro e al coefficiente di flusso, in particolare, le configurazioni migliori dal punto di vista del rendimento sono quelle per le quali:

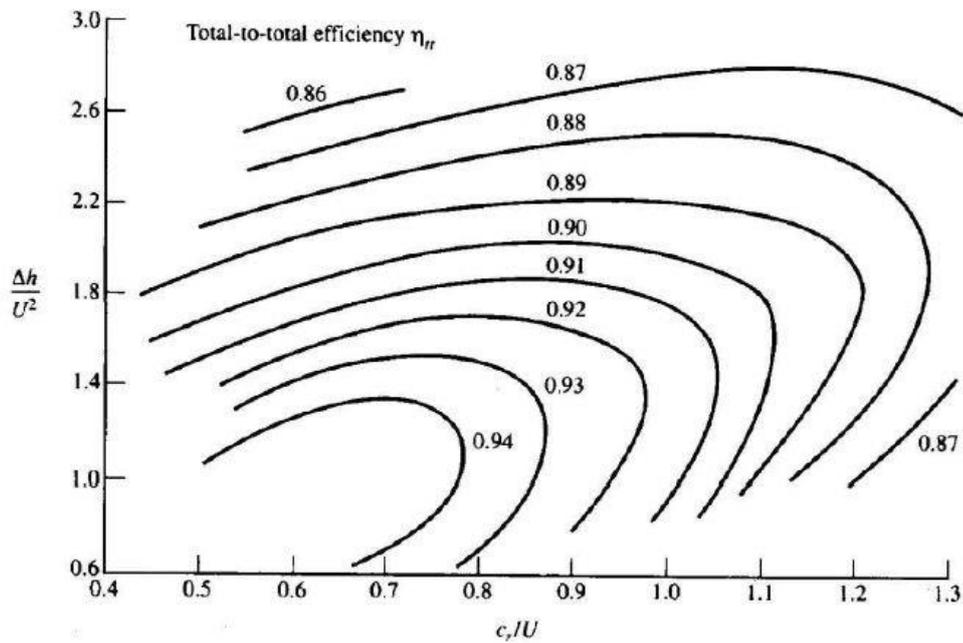
$$\psi \leq 1.8 \text{ e } \phi \leq 1$$

e che, per ottenere rendimenti massimi, intorno al 94%, il coefficiente di lavoro dovrebbe essere attorno all'unità ed il coefficiente di flusso attorno a 0.6. Per una condizione di stadio con scarico assiale, tali valori corrisponderebbero ad uno stadio di turbina con grado di reazione attorno a 0.5 e ugelli con angolo di scarico di 60°. Tuttavia per certe realizzazioni, come le turbine a gas aeronautiche, dove il

## 1.2 Cenni di termodinamica

requisito essenziale è quello di ridurre il numero degli stadi al fine di minimizzare il peso del sistema nel suo complesso, si rinuncia molto spesso ad ottenere valori così alti di rendimento, propendendo per l'adozione di stadi più carichi (ossia con coefficienti di lavoro assai maggiori, pari a 2 e anche più): in tali condizioni il rendimento dello stadio difficilmente supera il 90%. Viceversa per gli impianti terrestri per la produzione di energia elettrica, in cui le dimensioni non sono un problema determinante, si cerca di realizzare macchine multistadio con il maggior numero possibile di stadi a reazione, per tenere alto il rendimento.

Per quanto riguarda il rendimento, sia di turbine ad azione che a reazione, le perdite che si originano durante il processo di espansione in uno stadio aumentano la temperatura del fluido e tale energia termica può essere, ancorché parzialmente (in base al secondo principio della termodinamica), utilizzata per produrre lavoro negli stadi successivi. L'efficienza con cui tali perdite vengono riconvertite in lavoro è massima per i primi stadi, mentre diviene praticamente nulla per gli ultimi stadi. Di conseguenza, in una turbina è bene che gli ultimi stadi siano progettati con particolare cura.



**Diagramma di Kacker e Okapuu**

**Fig. 13**

## 1.2 Cenni di termodinamica

### 1.3 Efficienza delle turbine

Nelle turbine tradizionali è possibile considerare il flusso attraverso uno stadio come adiabatico in quanto la perdita di calore è sensibilmente minore rispetto al lavoro fornito. In Fig. 14 è rappresentato il deflusso attraverso uno stadio nel diagramma h-s e il corrispondente schema dello stadio. Il processo ideale (isoentropico, senza perdite) è rappresentato dalla congiunzione dei punti 0 e 2<sub>is</sub> e il processo reale (con perdite) da quella dei punti 0 e 2. La differenza fra i punti di fine espansione 2 e 2<sub>is</sub> è causata dalle perdite. Nelle turbine il rendimento è usato per valutare quantitativamente quanto l'energia che ha il fluido è stata convertita in lavoro, o, in altre parole, quanto lavoro può essere estratto dal fluido considerando le perdite.

I parametri più usati per esprimere il rendimento sono quello total-to-total e total-to-static.

Total-to-total:

$$\eta_{tt} = \frac{H_0^o - H_2^o}{H_0^o - H_{2is}^o}$$

Total-to-static:

$$\eta_{ts} = \frac{H_0^o - H_2^o}{H_0^o - H_{2is}^o}$$

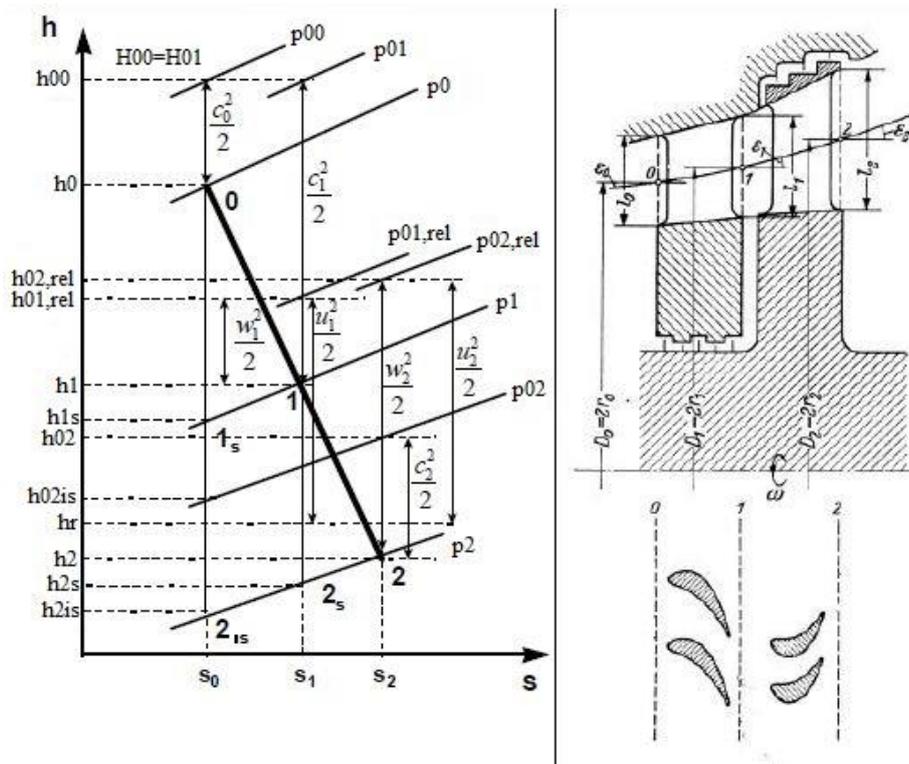


Fig. 14

## 1.3 Efficienza delle turbine

Il rendimento total-to-total fa appunto riferimento alle entalpie totali sia all'ingresso sia all'uscita, il secondo, pur facendo riferimento all'entalpia totale in ingresso, considera quella statica allo scarico. La ragione di questa differenza nella scelta della cifra più appropriata dipende dall'utilizzo che di questa cifra si vuol fare. Non vi è dubbio che per uno stadio generico di una turbomacchina multipla la definizione più appropriata di rendimento è quella total-to-total, poiché il carico cinetico della corrente in uscita può essere convertito in lavoro negli stadi successivi. D'altra parte, il rendimento total-to-static ha senso solo per una macchina nel suo complesso, o per l'ultimo dei suoi stadi, ove il carico cinetico all'uscita può considerarsi perduto.

### 1.3.1 Cenni sulle problematiche delle turbine

Nelle turbine il flusso è mediamente accelerato e questo favorisce una maggiore stabilità dello strato limite sulle pareti rispetto alle macchine operatrici. Una turbina è, in sostanza, teoricamente esente dalle problematiche di stallo e di distacco dello strato limite della corrente dalle palette, e quindi dai relativi problemi ad esso collegati, quali il comportamento instabile alle basse portate. In genere possiamo dire che le problematiche di carattere aerodinamico sono molto meno stringenti in una turbina rispetto a un compressore. Questo è oltretutto il motivo per il quale lo scambio di energia in una turbina è superiore a quello realizzabile in un compressore. I veri problemi in una turbina, che ne determinano anche i limiti di impiego, riguardano semmai altri aspetti: quello strutturale e quello dello scambio termico, poiché le pale sono lambite da correnti ad elevata temperatura, specie quelle dei primi stadi di espansione.

Limiti che si cercano costantemente di superare nel campo delle turbine a gas (dove le temperature in gioco sono molto più alte che non in quelle a vapore) utilizzando nuovi materiali e nuove tecniche di costruzione per evitare il fenomeno dello scorrimento ad alta temperatura (*creep*). La Fig. 15 riporta il campo di utilizzo dei materiali con cui si fabbricano le turbine, come si può vedere i materiali ceramici sono quelli con miglior resistenza alle alte temperature ma sono difficili da ottenere e notoriamente fragili. Quelli più utilizzati sono leghe a base di nichel o di cobalto, rispettivamente per i rotor e per gli ugelli. Le proprietà di resistenza dei materiali sono anche collegate alla forma dei grani cristallini. Originariamente le pale venivano forgiate, ma un sensibile miglioramento delle proprietà anti creep si ottiene per pale prodotte per fusione. Anche la solidificazione ha un aspetto importante per caratterizzare la resistenza del materiale, solidificazione unidirezionale fa accrescere ancora di più la resistenza rispetto alla solidificazione classica, le palette sono fatte solidificare secondo una direzione prevalente (radiale), in modo che la microstruttura risulti composta da monocristalli colonnari allineati radialmente. Con questo accorgimento si riescono ad ottenere aumenti di temperatura ammissibili di circa un centinaio di gradi Celsius. Un nuovo sviluppo di questa tecnica è quello di pale monocristalline che consentono di avere aumenti di temperatura ammissibili ancora maggiori. Oggigiorno quasi tutte le palette dei primi stadi di turbine a gas

### 1.3 Efficienza delle turbine

sono prodotte in superleghe di nichel di tipo monocristallino. Per poter utilizzare all'ingresso temperature ancora maggiori (dato che le prestazioni di una turbina aumentano all'aumentare della temperatura all'ingresso) si ricorre all'utilizzo del raffreddamento delle pale tramite, principalmente, convezione forzata di aria spillata dal compressore.

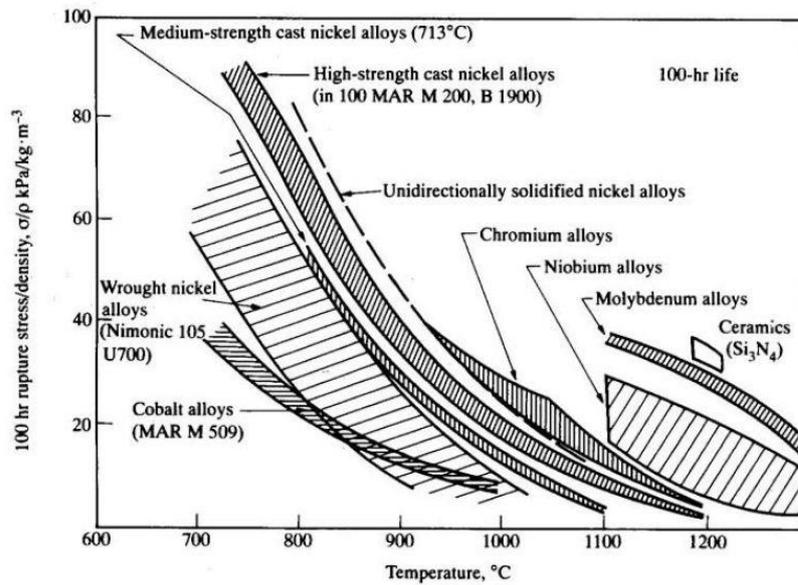


Fig. 15

### 1.3 Efficienza delle turbine

## CAPITOLO 2

### I MODELLI DI PERDITA

Un modello di perdita è un insieme di correlazioni di derivazione empirica o semi-empirica che, in funzione di un preciso set di variabili in input (che descrivono tipicamente la geometria della macchina e le condizioni operative), fornisce una stima dei coefficienti di perdita della macchina considerata. A seguito di un'ampia serie di prove sperimentali fatte su schiere di pale piane e anulari, molti Autori hanno stabilito correlazioni per il calcolo dei fattori di perdita energetica e della deviazione della corrente all'uscita trovando risultati, a volte, anche rilevantemente diversi fra loro. In ogni caso però, la maggior parte di essi concordano sulla suddivisione delle perdite in quattro categorie distinte che saranno descritte in seguito e sulla definizione dei principali parametri da cui dipendono le suddette perdite.

Il campo di moto presente nei condotti interpalari è molto complesso, sia geometricamente sia termodinamicamente, come rappresentato in Fig. 16. Il flusso è tridimensionale, viscoso e non stazionario quindi molto difficile da studiare, in più intervengono fattori quali: separazioni dello strato limite, transizione tra flusso laminare e turbolento, gradienti di pressione, rotazione, curvatura dei profili, onde d'urto e loro interazioni (che non verranno prese in considerazione in questa sede), scie, flussi secondari.

Si fa presente che ci si occuperà dei modelli di perdita con riferimento specifico alle turbine assiali. Iniziamo ora a introdurre alcuni concetti circa le tipologie di perdite e i fenomeni fisici che le producono.

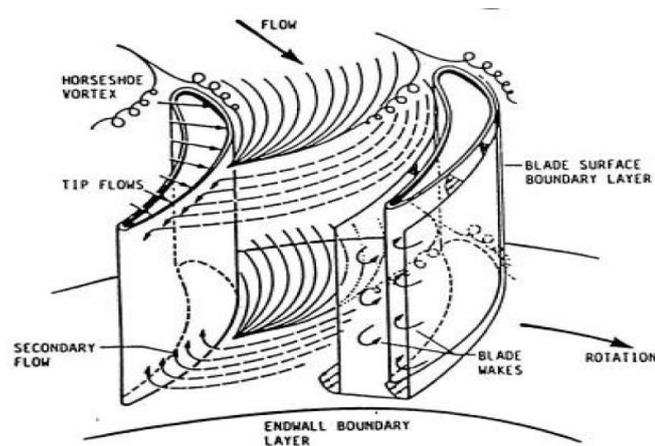


Fig. 16

### 2.1 Tipologie di perdite energetiche

Le perdite energetiche di un palettamento possono essere suddivise in quattro categorie distinte e sommate poi tra loro:

1. perdite di profilo, prodotte dalle dissipazioni di energia nello strato limite che si sviluppa lungo la superficie di contatto fluido-profilo, per effetto della viscosità del fluido;
2. perdite di annulus, prodotte dalle dissipazioni di energia nello strato limite che si sviluppa lungo le superfici di contatto fluido-mozzo e fluido-cassa, sempre per effetto della viscosità del fluido (in questa seconda categoria si collocano principalmente le perdite che si generano nel traferro tra schiere di pale successive);
3. perdite secondarie, associate alla presenza di componenti tridimensionali di velocità all'interno dei canali interpilari (ovvero a componenti di velocità giacenti sul piano ortogonale alla direzione principale di deflusso) generate da squilibri tra forze di pressione e forze centrifughe;
4. perdite associate ai giochi di estremità tra pale rotoriche e cassa, ovvero tra pale statoriche e mozzo.

A tali perdite energetiche propriamente dette, vanno sommati gli effetti della deviazione all'uscita della schiera: pur non trattandosi di perdite energetiche vere e proprie, l'introduzione di un deficit di deflessione della corrente è associato a una diminuzione del lavoro scambiato rispetto al valore teorico.

Altri fattori di perdita energetica validi solo per casi specifici verranno brevemente discussi in seguito.

In Fig. 17 è diagrammato l'andamento del fattore di perdita  $Y$  di pressione totale scisso in tre contributi (manca quello dovuto alle perdite associate ai giochi di estremità) in funzione dell'incidenza  $i$  misurata rispetto alla tangente alla linea media al bordo d'ingresso.

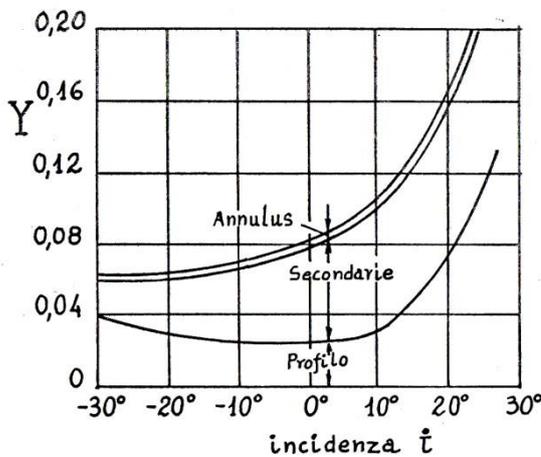


Fig. 17

Si vedrà in seguito che i meccanismi di perdita di energia meccanica nell'annulus e nei flussi secondari sono difficili da separare cosicché le correlazioni per il calcolo delle perdite generalmente tendono ad accorpare i due contributi in un unico fattore di perdita secondaria.

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

### 2.1.1 Perdite di profilo

Le perdite dovute allo strato limite sulle superfici delle pale e alla scia, sotto forma di dissipazione viscosa e turbolenta, sono raggruppate nelle cosiddette perdite di profilo.

L'energia meccanica è dissipata sotto forma di calore all'interno dello strato limite; ciò comporta un aumento di entropia con conseguente perdita di pressione totale, sebbene l'entalpia totale rimanga costante (per statori, per condotti mobili invece è la rotalpia a rimanere costante) per una trasformazione adiabatica quale quella in esame. Inoltre, il sistema di vortici di scia in coda alle palette, e in particolare il loro mescolamento e la loro dissipazione viscosa, comporta perdite aggiuntive.

L'intensità di tale tipo di perdite dipende prevalentemente dalla velocità della corrente fluida, dalla scabrezza della superficie delle pale, dal numero di Reynolds che caratterizza il flusso e dalla quantità di superfici bagnate. La difficoltà nel predire la transizione dallo strato limite da laminare a turbolento resta tuttavia la principale limitazione per la stima delle perdite di profilo.

Questa categoria di perdite è comunque nota dalla fluidodinamica elementare, si pensi al caso di una lastra piana immersa in un fluido viscoso in moto lungo la direzione principale della lastra stessa, ove si ha uno sviluppo dello strato limite e quindi una conseguente forza di drag.

### 2.1.2 Perdite di annulus

Le perdite di annulus e quelle secondarie sono strettamente collegate, nonostante il differente meccanismo di perdita energetica che le caratterizza, risulta difficile separarne gli effetti. Infatti una porzione delle perdite di annulus è dovuta all'interazione tra i vortici cui sono legate le perdite secondarie e lo strato limite che si genera alla carcassa. In ogni caso possono essere ricondotte, come per le perdite di profilo, alla fluidodinamica elementare di una lastra piana immersa in un fluido.

### 2.1.3 Perdite secondarie

Le perdite secondarie sono legate ai flussi tridimensionali che si verificano a causa della deflessione della corrente in presenza di disuniformità della componente meridiana della velocità in ingresso. La disuniformità, come accennato in precedenza, è da attribuirsi all'esistenza degli strati limite a contatto con le pareti dell'annulus, ma può essere presente anche nell'ipotesi di fluido non viscoso a causa della curvatura del canale sul piano meridiano, che crea un profilo non uniforme di velocità assiale.

Si supponga quindi di avere un profilo di velocità meridiana come in Fig. 18 a sinistra, in cui l'effetto dell'attrito modifica l'andamento ideale riducendo fino a far annullare la velocità in corrispondenza di mozzo e cassa. Si supponga anche, per semplicità, che le pale non siano svergolate (si pensi, per esempio, ai primi stadi di turbina dove si hanno pale non svergolate e con span molto ridotto) e di avere una distribuzione costante del carico in direzione radiale; sotto tale ipotesi, le forze di pressione fra intradosso ed estradosso saranno anch'esse costanti in

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

direzione radiale. Le forze centrifughe generate dalla deflessione della corrente devono equilibrare le forze di pressione. Essendo tali forze, in modulo,  $|Fc| = m \cdot c^2/r$  (dove  $m$  è la massa della particella fluida considerata,  $c$  la sua velocità e  $r$  il raggio di curvatura locale della traiettoria) si nota che, dove la velocità diminuisce, anche il raggio di curvatura deve diminuire ovvero, dove le velocità sono più basse, le forze centrifughe possono equilibrare quelle di pressione solamente se i raggi di curvatura delle traiettorie seguite dalle particelle sono più piccoli di quelli delle traiettorie delle particelle che percorrono il canale a mezza altezza. Tale comportamento è definito “superdeflessione” verso l’estradosso delle pale delle particelle fluide. Essendo questa “superdeflessione” associata a moto di massa dall’intradosso (in pressione) all’estradosso (in depressione), per continuità alla sezione di mezzeria si dovrà riscontrare un moto opposto di massa diretto dall’estradosso all’intradosso: tale comportamento complementare è definito “sottodeflessione” delle particelle fluide. La composizione di questi due moti dà origine a due vortici controrotanti all’interno del canale meridiano, principali responsabili delle perdite secondarie (Fig. 18).

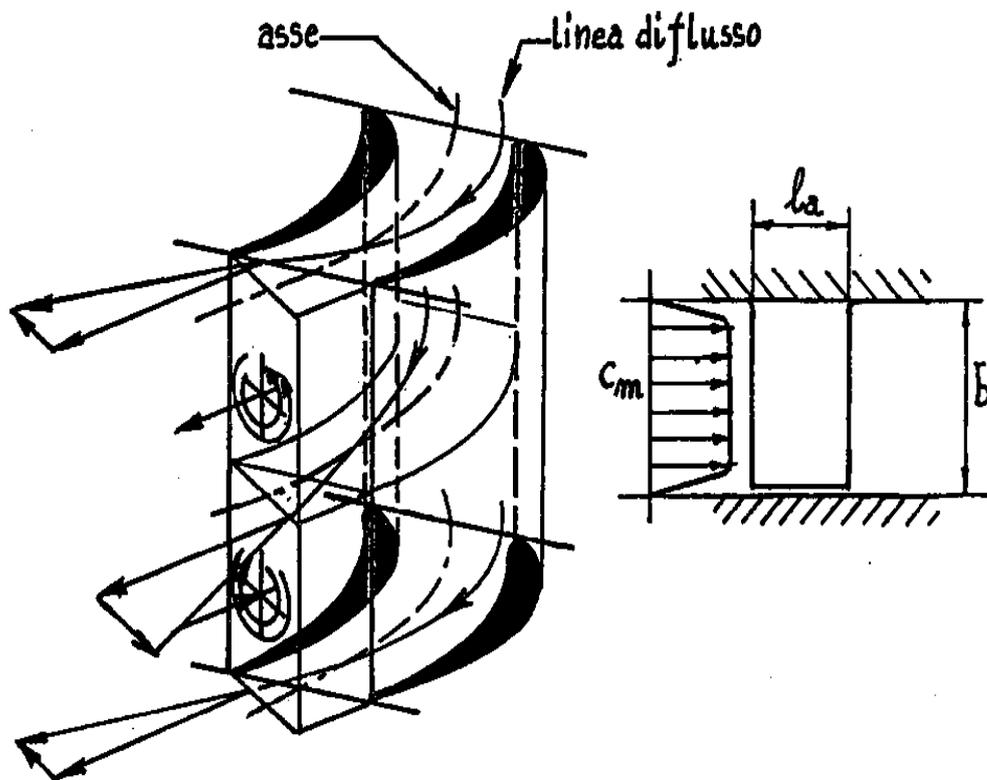


Fig. 18

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

### 2.1.4 Perdite nei giochi di estremità

Se si considera l'esistenza dei giochi di estremità delle pale (quindi senza bendatura) si può avere trafilamento di una certa portata dalle zone di bassa a quelle di alta pressione, sia in direzione tangenziale (vortici a staffa) che, se il gioco è superiore al 4÷5% dell'altezza della pala, in direzione meridiana (portata di fuga). Mentre se si considerano le pale bendate non ha più senso parlare di vortici a staffa ma si tiene in considerazione soltanto la portata di fuga in quanto non c'è più trafilamento in direzione tangenziale essendo la pala bendata (Fig. 19).

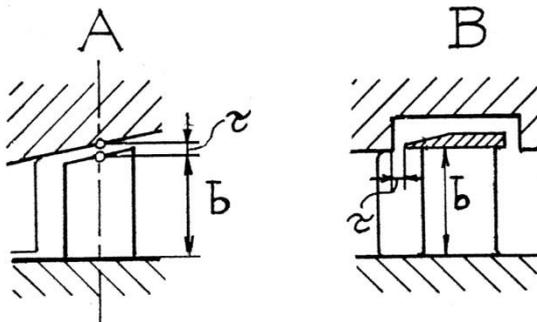


Fig. 19

Il fenomeno dei vortici a staffa è causato dalla differenza di pressione tra estradosso e intradosso della pala. Infatti, in presenza di giochi di estremità non nulli, tale differenza di pressione alimenta un moto di massa dal lato in pressione al lato in depressione che si manifesta sotto forma di vortici di scavalco all'estremità della pala. Questo trasferimento di massa da un canale interpalare all'altro interferisce col campo di moto preesistente, nonché con i vortici associati alle perdite secondarie, causando l'insorgenza di nuove ulteriori perdite.

Diversamente dal caso precedente, le portate di fuga sono un fenomeno osservabile dall'analisi del campo di moto nel piano meridiano: la presenza di giochi di estremità permette a una frazione della portata totale di passare da monte a valle delle schiere palari senza essere da queste elaborata; all'atto pratico, tale frazione di portata viene laminata senza essere deflessa e non è quindi in grado di scambiare lavoro con la girante, anzi, disturba il moto a valle della schiera. (Fig. 20).

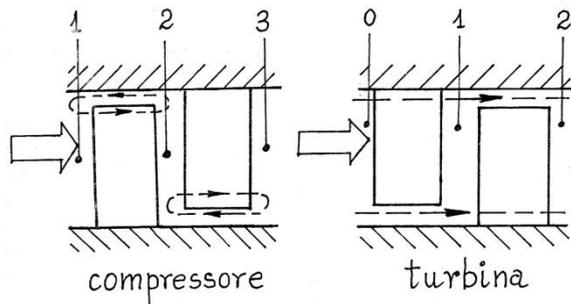


Fig. 20

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

Per quanto visto, le perdite per giochi di estremità possono essere associate sia a dissipazioni di energia (v. vortici a staffa), sia a frazioni di lavoro potenzialmente disponibili, ma non trasmesse all'albero (v. portate di fuga). Come si osserverà nel seguito, le due possibilità di "interpretazione" del fenomeno trovano riscontro nelle diverse formulazioni dei modelli di perdita.

### 2.1.5 Perdite per deviazione all'uscita della schiera

Si è già accennato al fatto che le perdite per deviazione non siano dissipazioni in senso stretto, ma che causino un deficit di lavoro dovuto al raddrizzamento in senso assiale della velocità assoluta all'uscita di una schiera.

A causa della differenza di pressione tra estradosso (SS) e intradosso (PS), immediatamente a valle del bordo d'uscita, si crea una forza raddrizzante che assializza la corrente in uscita dalla schiera (Fig. 21).

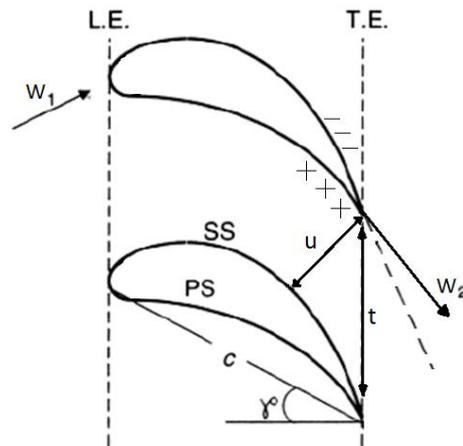


Fig. 21

Giunti a questo punto, è opportuno ricordare l'espressione del lavoro specifico elaborato da una turbina assiale:

$$L = u(Cu_1 - Cu_2)$$

dove  $u$  è la velocità di rotazione della schiera rotorica;  $Cu_1$ ,  $Cu_2$  rispettivamente le velocità tangenziali assolute all'ingresso del rotore e tangenziale assoluta all'uscita del rotore. Per quanto detto, a parità di altre condizioni, la deviazione all'uscita della schiera causa una riduzione di  $Cu_2$  cui consegue una diminuzione del lavoro specifico  $L$  scambiato.

Secondo la teoria monodimensionale, valida soltanto per schiere di pale di spessore infinitesimo e solidità infinita, usata solo per rapidi calcoli preliminari, l'angolo di uscita del fluido dovrebbe coincidere con quello costruttivo, non considerando la deviazione. Essendo l'angolo costruttivo d'ingresso, della schiera successiva, progettato per coincidere con quello di flusso la teoria

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

monodimensionale anche porta ad avere grosse perdite energetiche causate dall'“urto” fluidodinamico all'imbocco (in realtà, con bordi d'attacco sufficientemente arrotondati è ammissibile una certa incidenza senza che si verifichino perdite sensibili).

La stima di tale deviazione all'uscita della schiera può essere effettuata ricorrendo a numerose correlazioni o diagrammi riportati in letteratura.

Constant propose una correlazione empirica:

$$\delta = m \cdot \vartheta \cdot \left(\frac{t}{l}\right)^n$$

Dove  $\delta$  è la deviazione nominale in uscita dalla schiera,  $\vartheta$  la deflessione geometrica (angolo di camber) e  $t/l$  l'inverso della solidità. Le costanti  $m$  ed  $n$  sono state dedotte da vari Autori, dalle esperienze fatte sui tipi di schiere da loro provate. Per le schiere acceleranti  $n$  è adottato pari a 1 mentre  $m$  a 0.19. Che la deviazione sia proporzionale all'angolo di camber  $\vartheta$  e all'inverso della solidità (elevato a qualche esponente) corrisponde all'intuizione fisica del fenomeno “deflessione-deviazione”; infatti è naturale pensare che sia in qualche modo costante il rapporto  $\delta/\vartheta$ , il che equivale a prevedere che la deviazione sia tanto più alta, a parità di tutti gli altri parametri influenti, quanto più si intenda curvare le traiettorie del flussi; analogamente, sulla base del generico concetto di “buona guida” della corrente all'interno del vano interpalare si può prevedere che la deviazione sia inversamente proporzionale alla solidità della schiera.

Un problema di questa correlazione sta nel fatto che non considera la velocità della corrente in uscita.

Per ovviare a questa mancanza Ainley e Mathieson [1] [2] forniscono un diagramma per palettamenti aventi l'estradosso rettilineo in prossimità del bordo d'uscita, ottenuto dai risultati di molte prove sperimentali, nei quali è dato il valore dell'angolo di flusso in uscita in funzione di quello geometrico (o costruttivo), valutato come  $\arcsen(u/t)$  (Fig. 22.).

Il diagramma è valido per un numero di Mach della corrente in uscita inferiore a 0.5; per  $Ma = 1$  ovviamente  $\alpha_1$  (o  $\beta_2$ ) =  $\arcsen(u/t)$  per valori intermedi Ainley e Mathieson consigliano di far variare linearmente con il numero di Mach l'angolo di uscita tra il valore relativo a Mach <0.5 e quest'ultimo.

Se il profilo ha estradosso curvilineo come in Fig. 22, detto  $r$  il raggio del cerchio che ne approssima meglio l'andamento a valle della sezione ristretta, l'angolo dato dal primo diagramma Fig. 22 va sommato a  $4 \cdot t/r$ ; per  $Ma = 1$  deve porsi in questo caso

$$\alpha_1 \text{ (o } \beta_2) = \arcsen(u/t) + f \cdot \arcsen(u/t)$$

con  $f$  funzione di  $t/r$  data dal secondo diagramma della medesima figura.

Anche in questo caso, per  $0.5 < Ma < 1$  l'angolo di efflusso viene fatto variare linearmente con il numero di Mach tra i valori assunti con  $Ma < 0.5$  e  $Ma = 1$ .

Altri Autori più recentemente hanno proposto di valutare la deviazione con i diagrammi di Fig. 23 ottenuti da prove sperimentali su schiere di pale convenzionali con gas di combustione. Come si può osservare il secondo

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

diagramma è valido per  $Ma > 1$ , fino a  $Ma = 1.25$ ; con palettamenti semplicemente convergenti questa situazione si ha quando il rapporto di espansione è inferiore a quello critico ed una parte dell'espansione avviene a valle della sezione ristretta, con ulteriori perdite dette appunto di "sovraespansione" che non verranno prese in considerazione in questa trattazione in quanto lo studio verrà fatto su macchine prettamente subsoniche.

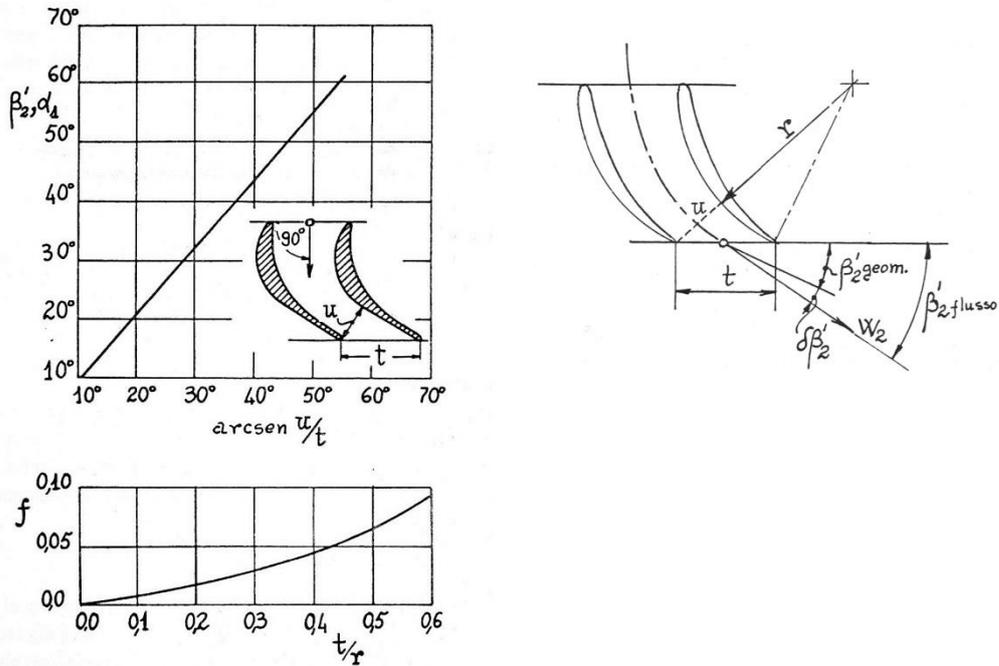


Fig. 22

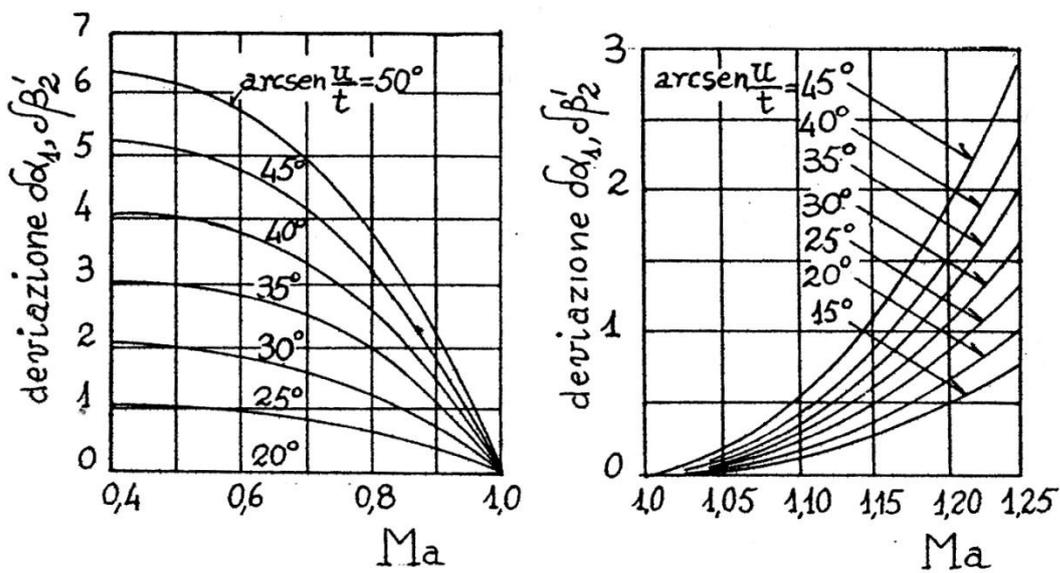


Fig. 23

### 2.1.6 Perdite per umidità del vapore

Limitatamente al campo delle turbine a vapore, quelle di cui tratta questa tesi, per gli stadi di bassa pressione, nei quali il vapore saturo è umido, devono essere prese in considerazione ulteriori perdite.

Le goccioline di liquido presenti in seno alla fase gassosa non hanno la capacità di espandersi e quindi di accelerarsi, vengono accelerate dal vapore mediante le forze di attrito all'interfaccia che si generano se esistono tra le due fasi differenze di velocità.

L'impulso che tali forze viscose possono applicare ad una goccia è piccolo rispetto a quello che sarebbe necessario per accelerarla dalla velocità alla quale si è formata a quella raggiunta dal vapore ad un dato istante, che è continuamente accelerato: basti pensare che l'uguaglianza delle velocità si avrebbe in un tempo infinito, essendo le forze di trascinamento proporzionali al quadrato della velocità relativa tra la goccia e il vapore quindi rapidamente decrescenti in prossimità di tale condizione.

Numerose osservazioni sperimentali hanno mostrato che la velocità assoluta della fase liquida è dell'ordine del 10÷20% inferiore a quella della fase vapore nelle sezioni di uscita e che la direzione è pressoché la medesima. Come si rileva dalla Fig. 24 in queste condizioni le gocce d'acqua investono le pale con elevate incidenze negative esercitando, nel caso di una girante, una vera e propria azione frenante, riconducibile a una perdita del lavoro di stadio dell'ordine dell'1.15% con titolo di liquido dell'1% ed approssimativamente proporzionale al titolo di liquido stesso nel caso generale.

Più precisamente, la progettazione dei palettamenti degli stadi funzionanti con vapore umido, fatta tenendo conto dell'esistenza della fase liquida, è uno dei problemi più complessi della fluidodinamica delle turbomacchine in quanto entrano in gioco molti parametri di difficile valutazione che sono in funzione della "storia" del fluido a monte del palettamento che si sta studiando, come, oltre al titolo di liquido, il diametro "medio" della popolazione delle gocce e il rapporto tra la loro velocità e quella del vapore.

Per una progettazione di massima degli stadi funzionanti nel campo del vapore

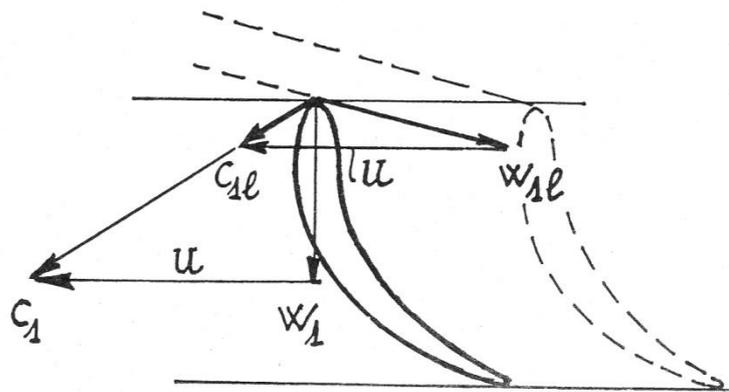


Fig. 24

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

umido la prassi seguita consiste nel valutare le perdite fluidodinamiche come se il fluido operante fosse monofasico, ed aggiungere poi un ulteriore termine comprensivo di queste perdite.

In Fig. 25 è dato il fattore di perdita da moltiplicare per il salto entalpico isoentropico sotto il quale lavora lo stadio, in funzione del salto entalpico stesso e della “qualità” del vapore, espressa dal titolo di liquido in ingresso.

Le perdite per vapore umido causano anche una rapida erosione del bordo d'ingresso delle pale, in quanto, come detto, le gocce di liquido impattano contro le pale con incidenza molto negativa. Questo processo viene limitato costruendo pale dotate di riporti in materiale duro. Inoltre risulta conveniente, per il caso di una turbina con spillamenti, prelevare una miscela liquido-vapore con titolo più alto possibile, in modo da avere negli stadi a valle minori perdite per umidità. Ciò è reso possibile dal fatto che le gocce di liquido, dopo l'impatto con le pale di una girante, sono da questa “centrifugate” alla periferia del palettamento, dove perciò il titolo di liquido è superiore a quello medio; essendo le prese disposte sulla cassa esterna viene spillato vapore saturo più umido di quello che, così “essiccato” meccanicamente, continua l'espansione in turbina (Fig. 26).

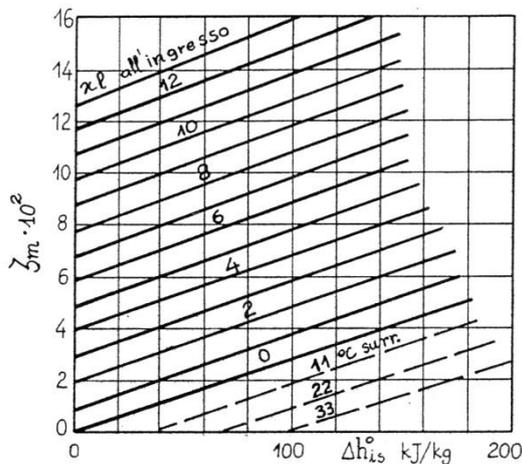


Fig. 25

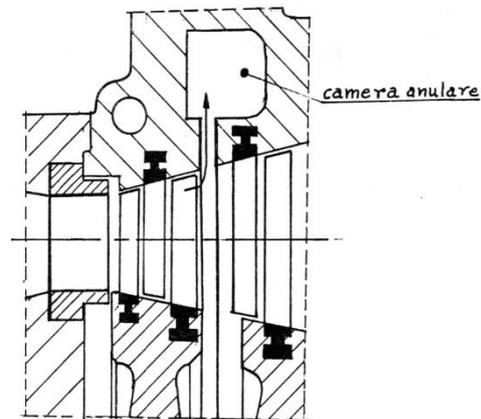


Fig. 26

### 2.1.7 Perdite per ventilazione e parzializzazione

Le giranti ad azione non hanno differenza di pressione tra monte e valle, possono perciò essere parzializzate, cioè alimentate con un distributore avente uno sviluppo circonferenziale minore di  $\pi \cdot Dm$ . Questo è utile per elaborare portate molto basse e per effettuare la regolazione della macchina.

Si definisce “grado di parzializzazione”  $\varepsilon$  il rapporto tra la lunghezza dell'arco alimentato e quella della circonferenza media del palettamento; si ha cioè:

$$\varepsilon = \frac{\alpha \cdot Dm/2}{\pi \cdot Dm} = \frac{\alpha}{2 \cdot \pi}$$

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

Essendo  $\alpha$  l'angolo entro il quale è compreso l'arco di alimentazione. La frazione  $(1 - \varepsilon)$  del palettamento mobile ruota in seno al fluido che riempie la carcassa, provocando un'intensa agitazione e dissipando così potenza meccanica in "ventilazione". Per limitare la perdita di potenza conviene schermare la girante al di fuori dell'arco di alimentazione come in Fig. 4. La forza resistente applicata alla periferia della girante può essere considerata proporzionale all'area di "contatto" fluido-pala, moltiplicata per l'energia cinetica specifica e per un coefficiente.

Si può scrivere allora la potenza persa in Watt

$$P_v = C_1 \cdot \frac{\pi \cdot D_m \cdot b \cdot (1 - \varepsilon)}{2} \cdot \rho \cdot u^3$$

Essendo  $D_m$  il diametro medio della girante,  $u$  la velocità periferica al diametro medio e  $b$  l'altezza delle pale.

Traupel [3] ha ottenuto con prove sperimentali, per palettamenti con  $b/D_m = 1/8$ :

$$C_1 = 0.1 \text{ per pale libere}$$

$$C_1 = 0.02 \text{ per pale schermate}$$

Stodola propose un'espressione della potenza perduta per ventilazione lievemente diversa, tale equazione valida per giranti non schermate, è la seguente:

$$P_v = C \cdot (1 - \varepsilon) \cdot D_m \cdot b^{1.5} \cdot \left(\frac{u}{100}\right)^3$$

con risultato in kW. In essa la costante di proporzionalità vale:

$$C = 610 \text{ per vapore saturo umido}$$

$$C = 793 \text{ per vapore saturo secco}$$

Altri autori scelgono come costanti di proporzionalità valori diversi. Nella trattazione seguente, dopo varie prove, si è scelto di utilizzare la correlazione e le costanti di Stodola sia per le giranti schermate che per quelle non schermate, con la differenza che per quelle schermate moltiplico la costante  $C$  per il rapporto fra pale libere e schermate di Traupel.

Ulteriore perdita energetica causata dalla parzializzazione si ha poi ai confini dell'arco di alimentazione (Fig. 27); sia il vano interpalare entrante in tale arco che quello uscente sono sede di fenomeni dissipativi.

Le perdite che si verificano all'uscita dell'arco di alimentazione sono molto inferiori a quelle che si verificano all'ingresso, e sono in parte attribuibili ad un difetto di guida del fluido; infatti la parziale e progressiva schermatura della sezione di ingresso fa sì che il getto entrante nel canale interpalare non sia guidato fin dall'inizio del ventre di una paletta, ed anzi lo incontra solo quando la direzione di quest'ultimo è divenuta ben diversa da quella della corrente, finora

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

indisturbata, dando così luogo ad un impatto brusco cui conseguono perdite energetiche per aumento della deviazione della corrente in uscita e per sfrangiamento del getto.

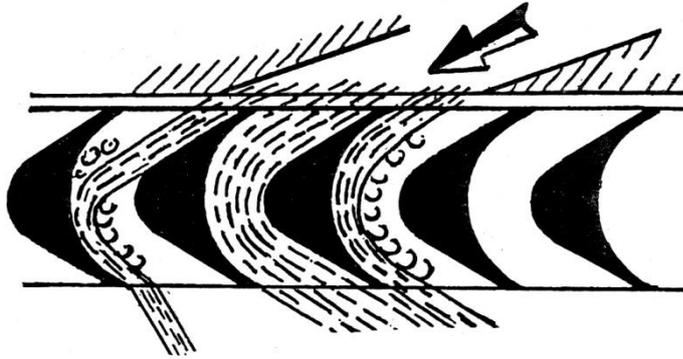


Fig. 27

Poiché il canale interpolare non è alimentato da una portata capace di riempirlo, si hanno al suo interno zone occupate dal fluido globalmente fermo; all'interfaccia tra tali zone ed il getto vivo si hanno forti tensioni tangenziali, associate all'esistenza di forti gradienti di velocità ad essa normali, che dissipano energia per attrito. Il fenomeno sopra descritto è comune anche al vano interpolare che inizia ad essere alimentato; per tale vano però la maggiore fonte di perdite energetiche è legata al fenomeno detto "di mescolamento" con il quale il fluido vivo del getto entrante espelle quello morto (globalmente fermo) che lo occupa a partire dall'istante di uscita dell'arco di alimentazione.

Per conteggiare queste perdite, dette di "parzializzazione", Traupel [3] suggerisce la correlazione seguente:

$$P_{\varepsilon} = 0.15 \cdot \frac{C_{1is}}{u} \cdot \dot{m} \cdot \frac{l_a}{D_m} \cdot \frac{u^2}{\varepsilon}$$

in cui la costante numerica è ottenuta sperimentalmente,  $C_{1is}$  sta per velocità assoluta isoentropica e  $l_a$  per corda assiale.

### 2.1.8 Perdite per attrito fluidodinamico sui dischi delle giranti

La potenza spesa per attrito di un disco rotante con velocità periferica  $u_d$  al diametro esterno  $D_d$  in una camera piena di fluido di densità  $\rho$  può essere espressa come

$$P_a = 4 \cdot C_M \cdot \rho \cdot u_d^3 \cdot D_d^2$$

dove  $C_M$  è un coefficiente di momento sperimentalmente ottenuto e diagrammato nella Fig. 28 in funzione del numero di Reynolds

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

$$Re = \frac{\rho \cdot D_d \cdot u_d}{\mu}$$

Per  $Re \geq 2 \cdot 10^5$  può porsi:

$$C_M = 0.003 \cdot Re^{-0.2}$$

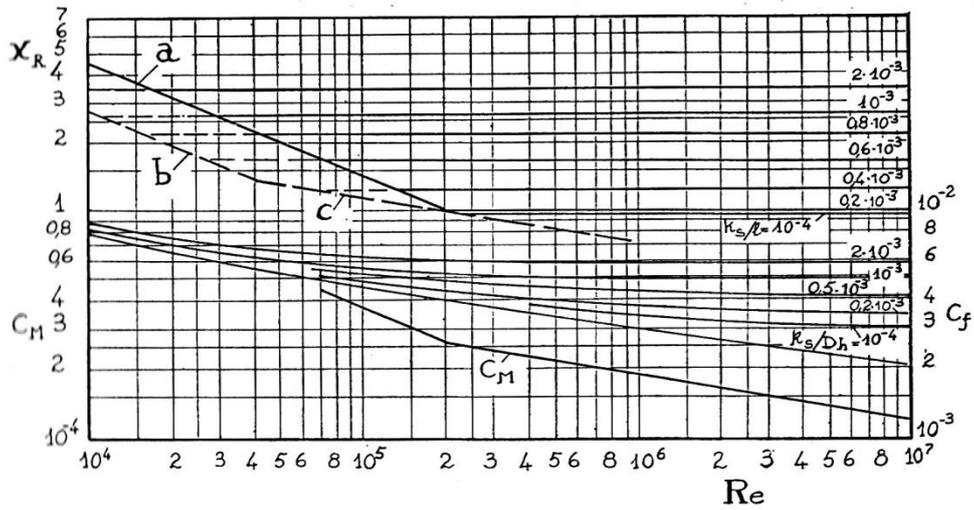


Fig. 28

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

## 2.2 I modelli di calcolo

In questo capitolo si illustreranno brevemente alcuni tra i modelli di calcolo delle perdite più usati e verrà descritto in modo più approfondito quello di Craig & Cox in quanto sarà il modello implementato nel programma di calcolo di cui si parlerà in seguito.

Il fattore di perdita energetica  $\zeta$  sarà espresso in vari modi nella trattazione seguente, ne viene quindi espresso il significato:

- Fattore di perdita energetica  $\zeta$ ; correla le perdite con il salto entalpico isoentropico totale-statico e si esprime, rispettivamente per statore e rotore, mediante le seguenti relazioni:

$$\zeta_s = \frac{h_1 - h_{1is}}{h_0^o - h_{1is}} = 1 - \varphi^2 \quad \zeta_r = \frac{h_2 - h_{2'is}}{h_{1w}^o - h_{2'is}} = 1 - \psi^2$$

- Fattore di perdita energetica  $\zeta'$ ; correla le perdite con il salto entalpico reale totale-statico e si esprime, rispettivamente per statore e rotore, mediante le seguenti relazioni (Fig. 29 nel caso di statore):

$$\zeta'_s = \frac{h_1 - h_{1is}}{h_0^o - h_1} = \frac{1}{\varphi^2} - 1 \quad \zeta'_r = \frac{h_2 - h_{2'is}}{h_{1w}^o - h_2} = \frac{1}{\psi^2} - 1$$

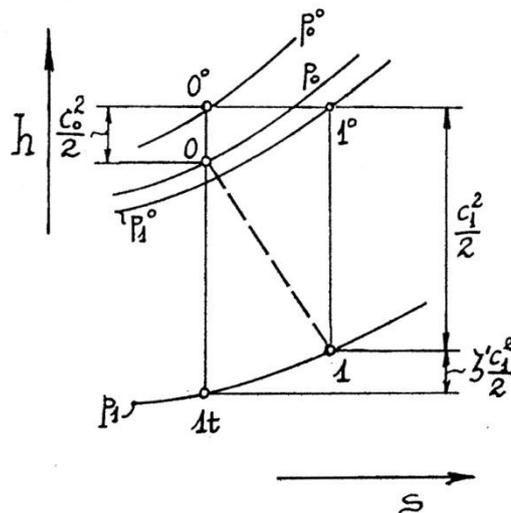


Fig. 29

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

I termini  $\varphi$  e  $\psi$  sono i coefficienti di riduzione della velocità rispettivamente per statore e rotore e sono definiti dalle seguenti espressioni:

$$\varphi = \frac{C_1}{C_{1is}} \quad \psi = \frac{W_2}{W_{2is}}$$

I pedici utilizzati sono: 0=ingresso rotore, 1=uscita rotore reale, 1is=uscita rotore isoentropico, 2=uscita stadio reale, 2'is=uscita stadio statore reale e rotore isoentropico. L'apice 0 indica lo stato di ristagno.

Altro fattore per esprimere la perdita energetica che può essere utilizzato è quello della perdita di pressione totale, tra monte e valle della schiera,  $Y$ , espresso come segue (con riferimento alla figura Fig. 29):

$$Y = \frac{p_0^o - p_1^o}{p_1^o - p_1}$$

Questo fattore è comunemente utilizzato poiché facilmente calcolabile da test su schiere di pale.

È possibile, per il caso di un gas perfetto, ricondurre il fattore di perdita  $Y$  al fattore  $\zeta'$  mediante la relazione:

$$Y = \zeta' \cdot \left( 1 + k \cdot \frac{Ma_1^2}{2} \right)$$

### 2.2.1 Il modello di Soderberg

Soderberg, elaborando una vasta serie di dati ottenuti da Zweifel, riuscì a definire un fattore di perdita “globale” per schiere di pale investite da un fluido in condizioni di progetto (leggasi con incidenza nulla). Questo fattore viene correlato da Soderberg con i seguenti parametri

1. Deflessione della corrente  $\varepsilon$ ;
2. Rapporto passo-corda  $t/l$ ;
3. Rapporto altezza pala-corda assiale  $b/lx$ ;
4. Numero di Reynolds calcolato nella sezione di gola  $Re_h$ ;

Da quest'ultimo punto si capisce che il criterio di Soderberg è nato per la verifica e non per il progetto delle turbine, in quanto presuppone già di conoscere la geometria della macchina.

Per la trattazione seguente è necessario introdurre il concetto di rapporto passo-corda ottimo ottenuto dagli studi di Zweifel per una data deflessione della corrente attraverso la schiera. Secondo lo studioso le perdite risultano minime quando il coefficiente di portanza tangenziale è dell'ordine di 0.8

$$Cl_y = 2 \cdot \left( \frac{t}{lx} \right) \cdot (\tan \alpha_1 + \tan \alpha_0) \cdot \cos^2 \alpha_1 = 0.8$$

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

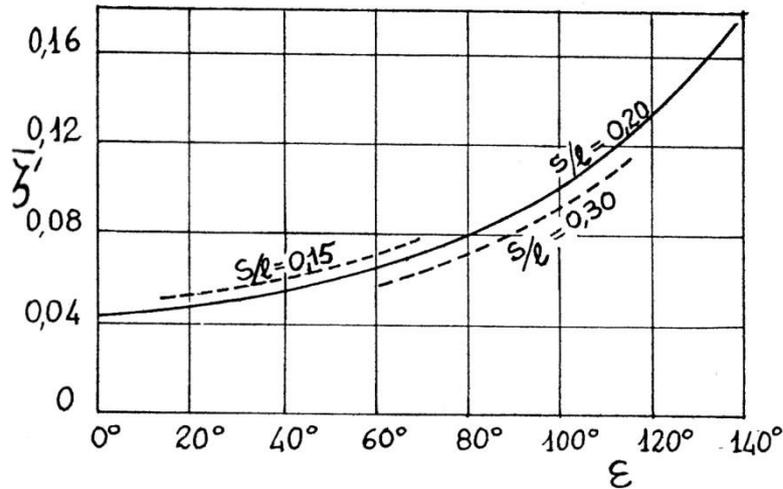


Fig. 30

conoscendo quindi angoli di ingresso e uscita si ricava il rapporto passo-corda assiale ottimo.

Per palettamenti convenzionali, aventi questo rapporto tra passo e corda assiale,  $Re_h = 10^5$  ed "aspect ratio"  $b/lx = 3$  il grafico di Fig. 30 mostra il fattore di perdita energetica "globale"  $\bar{\zeta}$  in funzione di  $\epsilon$  e del rapporto spessore massimo-corda  $s/l$ .

Il grafico di Fig. 30 può essere espresso anche con un'equazione ricavata da Dixon

$$\bar{\zeta} = 0.04 + 0.06 \cdot \left(\frac{\epsilon}{100}\right)^2$$

Se la schiera di pale studiata ha "aspect ratio" e numero di Reynolds diversi da quelli convenzionali Soderberg propone la seguente correlazione

$$\zeta' = \left[ (1 + \bar{\zeta}') \cdot \left( 0.975 + 0.075 \cdot \frac{lx}{b} \right) - 1 \right] \cdot \left( \frac{10^5}{Re_h} \right)$$

Questo metodo include perdite di profilo e perdite secondarie, quelle di profilo sono considerate principalmente come funzione della deflessione (una grande deflessione provoca perdite più gravose), mentre quelle secondarie sono fatte dipendere principalmente dall'"aspect ratio" che è, come detto, uno dei principali fattori a cui sono legate le perdite secondarie. Le perdite per giochi di estremità, che finora non sono state considerate, sono calcolate con il semplice espediente di un "rendimento di fuga" che non è altro che il rapporto fra l'area occupata dalla schiera palettata e l'intera area anulare compresa fra il mozzo e la cassa.

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

### 2.2.2 Il modello di Ainley & Mathieson

A seguito di un'ampia serie di prove sperimentali Ainley & Mathieson hanno ricavato una serie di correlazioni che permettono di prevedere il valore del fattore di perdita totale  $Y$  su schiere di pale convenzionali nella gran parte delle condizioni di utilizzo.

In questo metodo Ainley & Mathieson assunsero che il coefficiente di perdita di pressione totale non fosse influenzato dal numero di Mach (con assenza di effetti di comprimibilità) e che l'angolo del flusso in uscita dalla schiera di pale non fosse influenzato dall'incidenza all'ingresso.

Come detto, il metodo di Ainley & Mathieson permette di calcolare il coefficiente di perdita di pressione totale dividendolo in due componenti:

$$Y = Y_p + (Y_s + Y_c)$$

Con  $Y_p$  fattore di perdita energetica di profilo,  $Y_s$  fattore di perdita secondaria, calcolato assieme ad  $Y_c$  fattore di perdita per i giochi di estremità.

Per quanto riguarda il fattore di perdita energetica di profilo, la correlazione che segue è stata testata su profili progettati precedentemente nel 1950 quindi costituiti principalmente di archi di cerchio e linee dritte, con linea media anch'essa ad arco di cerchio o parabolica e spessore massimo della pala variabile fra il 15% e il 25% della corda. Per palettamenti a reazione, con  $\beta_1 = 0^\circ$  e per palettamenti ad azione, con  $\beta_1 = \beta_2$  il fattore  $Y_p$  è dato in Fig. 31 in funzione del rapporto passo/corda (inverso della solidità) per vari valori di  $\beta_2$ ; per un palettamento fisso chiaramente deve essere sostituito  $\alpha$  a  $\beta$ . Per tutte le altre combinazioni di angoli le perdite di profilo sono calcolate come

$$Y_p = \left[ Y_p(\alpha_0 = 0^\circ) - \left( Y_p(\alpha_0 = \alpha_1) - Y_p(\alpha_0 = 0^\circ) \right) \cdot \left( \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \right)^2 \right] \cdot \left( \frac{s_{max}/l}{0.2} \right)^{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}}$$

I fattori di perdita secondaria e quelli di perdita per i giochi di testa della pale possono essere accorpati in una sola espressione in quanto dipendenti dai medesimi parametri

$$Y_s + Y_c = \left( \Lambda + B \cdot \frac{\tau}{b} \right) \cdot \left( \frac{Cl}{t/l} \right)^2 \cdot \frac{\cos^2 \alpha_2}{\cos^3 \alpha_m}$$

dove  $Cl$  sta per coefficiente di portanza della schiera calcolato come

$$Cl = 2 \cdot \frac{t}{l} \cdot (\tan \alpha_0 - \tan \alpha_1) \cdot \cos \alpha_m$$

$\alpha_m$  è l'angolo medio del flusso calcolato come

$$\alpha_m = \tan^{-1} \left[ \frac{(\tan \alpha_0 + \tan \alpha_1)}{2} \right]$$

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

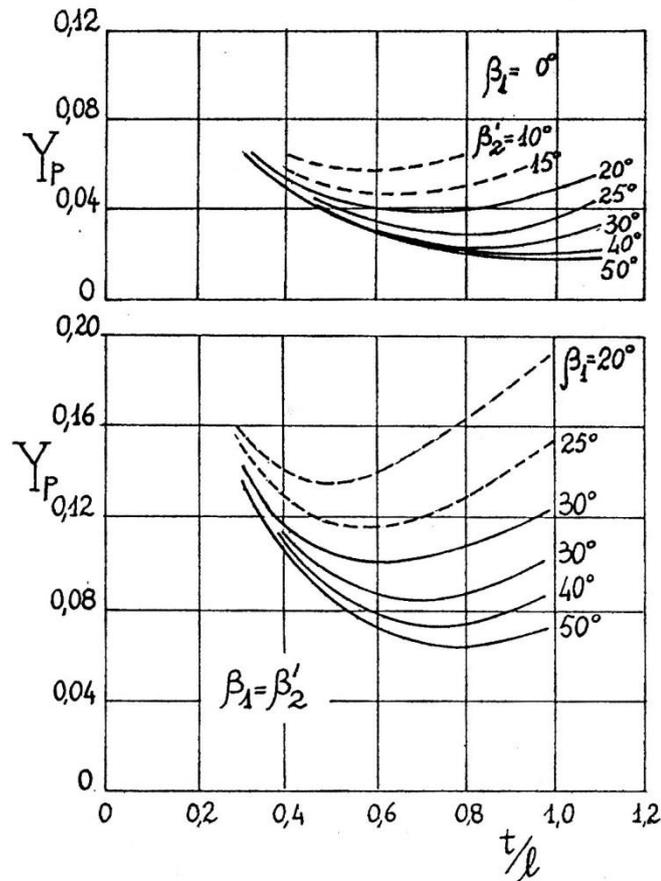


Fig. 31

B è una costante pari a 0.5 per pale libere aventi gioco radiale  $\tau$ , e 0.25 per quelle bendate aventi gioco assiale  $\tau$  (Fig. 19). La funzione usata per la definizione del fattore di perdita secondaria e per giochi di testa è ricavata dallo studio delle forze agenti su una schiera di pale in presenza di perdite, che permette di esprimere il coefficiente di drag in funzione del fattore di perdita di pressione totale;  $\Lambda$  quindi dovrà semplicemente valere

$$\Lambda = \left( \frac{Cd}{Cl^2} \right) \cdot \left( \frac{t}{l} \right)$$

ed è comunque diagrammato in figura (Fig. 32) in funzione del parametro

$$\xi = \frac{(A2/A1)^2}{1 + \frac{D0}{D0 + 2b}}$$

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

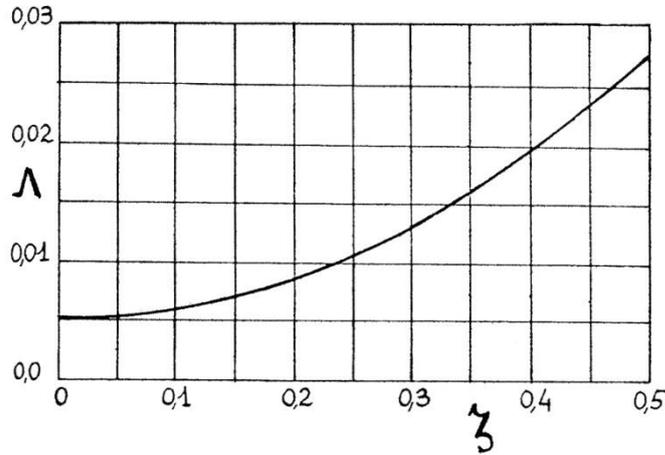


Fig. 32

che è a sua volta funzione del rapporto tra le aree delle corone anulari di uscita e ingresso del palettamento, proiettate ortogonalmente al flusso che le attraversa e del rapporto tra il diametro interno e quello esterno del palettamento.

Questo metodo è valido soltanto per schiere in condizioni di prova, sono quindi necessarie delle correzioni se il numero di Reynolds (calcolato con la corda e le velocità di uscita) è diverso da  $10^5$  e il rapporto tra spessore del profilo al bordo d'uscita misurato in direzione tangenziale  $s$  ed il passo  $t$  sia diverso da 0.02. Tali correzioni sono:

per il numero di Reynolds

$$Y_p = \left(\frac{10^5}{Re}\right)^{0.2} \cdot Y_p(Re = 10^5)$$

per lo spessore del bordo d'uscita

$$Y_p = Y_p(s/t = 0.02) \cdot \left[1 + 7 \cdot \left(\frac{s}{t} - 0.02\right)\right]$$

È stato detto inizialmente che il metodo di Ainley & Mathieson può ricavare i coefficienti di perdita in quasi tutte le condizioni di funzionamento di una schiera quindi anche con incidenze diverse da quelle di progetto.

Per fare ciò è necessario calcolare l'incidenza di stallo del profilo, che è quella per cui il fattore  $Y_p$  diventa doppio di quello che si ha per  $i = 0$ . Ainley & Mathieson trovarono che questa incidenza dipendeva dal rapporto fra passo e corda, dall'angolo di uscita e dal rapporto fra angolo di ingresso e uscita.

Dal rapporto fra l'incidenza reale del profilo e quella di stallo positiva si ricava (tramite il diagramma di Fig. 33) il coefficiente  $K_i = Y_p/Y_{p(i=0)}$ .

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

Mentre per i fattori  $Y_s$  e  $Y_c$ , grazie alla loro dipendenza dai triangoli di velocità, non ci sono correzioni da fare in quanto si inserirà l'angolo di ingresso fluidodinamico, quindi già ottenuto sommando o sottraendo l'incidenza all'angolo costruttivo.

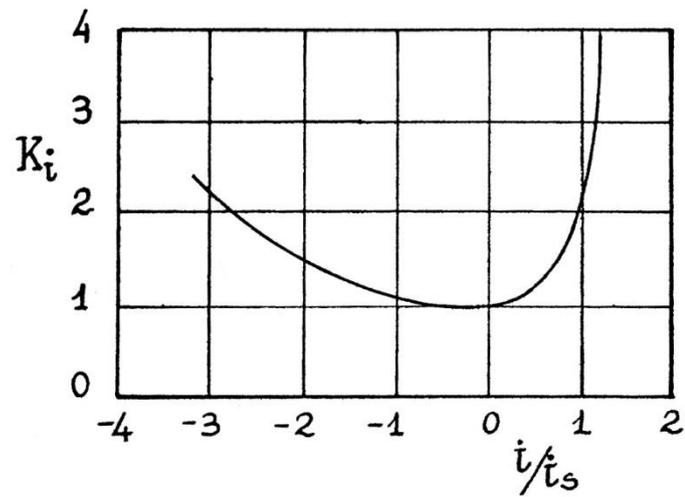


Fig. 33

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

### 2.2.3 Il modello di Hawthorne

Hawthorne cercò di descrivere un modello di perdita basandolo sui numeri caratteristici adimensionali delle turbomacchine,  $\Phi$  (numero di flusso) e  $\Psi$  (numero di pressione), diagrammando il rendimento in funzione di tali parametri per tre tipi di macchine:

- A grado di reazione nullo
- A grado di reazione 0.5
- A scarico assiale

Hawthorne approssima la dipendenza trovata da Soderberg del fattore  $\zeta'$  da  $\varepsilon$  e dall'"aspect ratio"  $b/lx$  con l'equazione

$$\zeta' = 0.025 \cdot \left[ 1 + \left( \frac{\varepsilon}{90} \right)^2 \right] \cdot \left( 1 + 3.2 \cdot \frac{lx}{b} \right)$$

Impone, inoltre, che sia verificata la relazione

$$\frac{b}{lx} = \frac{2.5}{\Phi}$$

Appare logico fare crescere l'"aspect ratio" al diminuire del parametro di flusso se si ragiona a portata volumetrica costante, ma del tutto arbitrario dal punto di vista di un progettista, che è costretto, verso gli ultimi stadi di una turbina a vapore, a far crescere sia  $\Phi$  che  $b/lx$ .

La deflessione  $\varepsilon$  che compare nell'espressione di  $\zeta'$  è esprimibile in funzione dei due parametri  $\Phi$  e  $\Psi$  per ogni tipo di profilo studiato, come gli altri termini che compaiono in quella del rendimento, che può essere scritto come

$$\eta_{tt} = \frac{L}{L + \sum R} = \frac{\Psi}{\Psi + \frac{\zeta'_d}{2} \cdot \left( \frac{C_1}{2} \right)^2 + \frac{\zeta'_g}{2} \cdot \left( \frac{W_2}{2} \right)^2}$$

dove il pedice  $d$  sta per distributore e  $g$  per girante.

Sapendo a questo punto che  $\zeta'_d, \zeta'_g = f(\varepsilon, \Phi)$  e  $R^\circ = f(\Phi, \Psi)$  si ottiene che la relazione  $\eta_{tt} = f(\Phi, \Psi)$  (occorre trovare questa dipendenza per ciascun tipo di stadio esaminato); da quest'ultima è possibile tracciare i diagrammi della Fig. 34 che valgono rispettivamente per (in senso orario dall'alto a sinistra) stadi ripetuti a scarico assiale, stadi ripetuti con grado di reazione nullo o anche negativo ed infine per stadi ripetuti con grado di reazione 0,5. È possibile notare che nel caso di  $R^\circ = 0.5$  i massimi rendimenti ottenibili sono più alti che in quello con  $R^\circ = 0$ , ancora con più bassi valori di coefficiente di flusso e con coefficienti di lavoro decisamente inferiori. I rendimenti massimi ottenibili con i palettamenti a scarico assiale invece sono lievemente inferiori a quelli dello stadio con  $R^\circ = 0.5$ ; sono però più elevati nel campo  $0.2 < \Phi < 0.6$  se  $\Psi$  (come conveniente per minimizzare il numero di stadi) viene assunto superiore a 1.

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

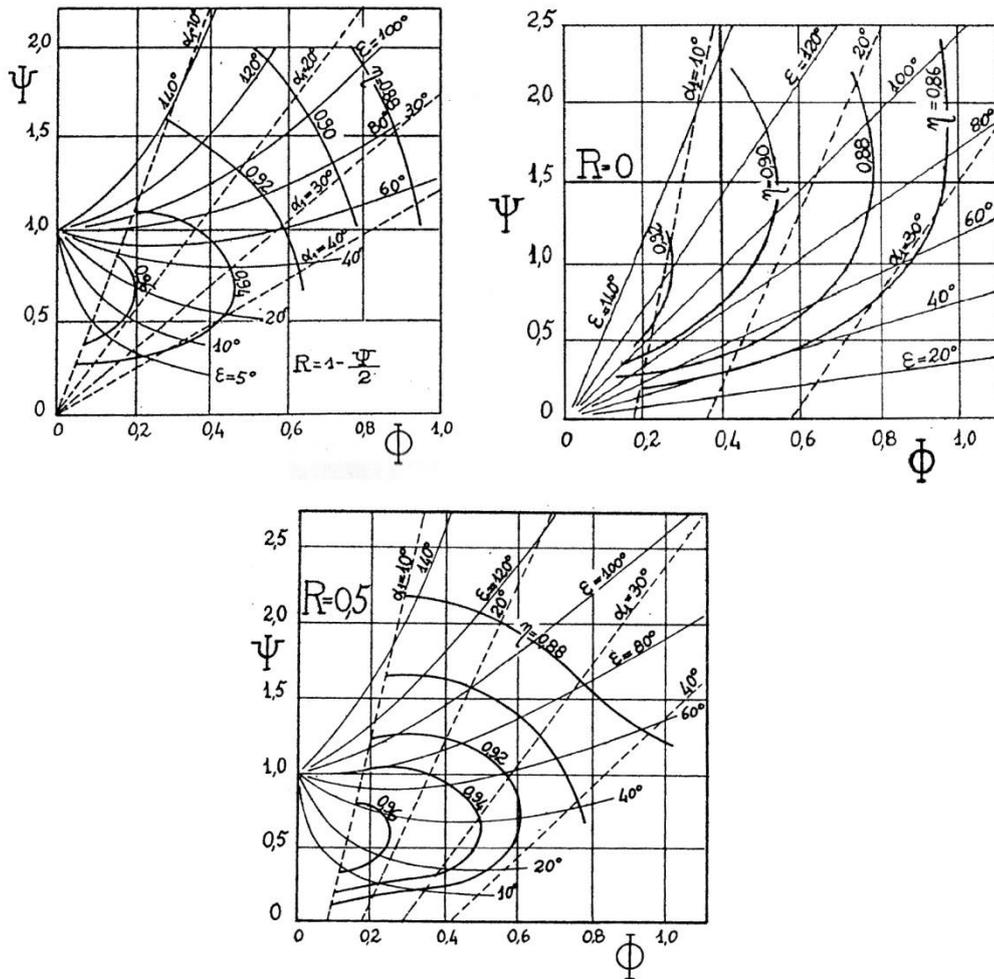


Fig. 34

### 2.2.4 Il modello di Craig & Cox

Il modello di Craig & Cox [4] sarà analizzato più in dettaglio dato che è quello implementato nel codice di calcolo utilizzato in seguito. Questo metodo può essere usato per il calcolo delle prestazioni di macchine sia a gas sia a vapore.

Per Craig e Cox le perdite energetiche possono essere suddivise in due gruppi distinti:

- il primo costituito da perdite fluidodinamiche vere e proprie che contribuiscono a definire il rendimento fluidodinamico dello stadio, per cui possono essere utilizzati i risultati di prove su schiere piane in galleria aerodinamica (eccezione fatta per quelle ad anello);
- il secondo, testando in questo caso macchine complete, è quello costituito da perdite che, seppur con meccanismi diversi, siano riconducibili a deficit di lavoro raccolto all'albero, ovvero dalle perdite che contribuiscono alla definizione di rendimento interno di uno stadio, come fughe attraverso le estremità, perdite per

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

attrito sui dischi delle giranti, parzializzazione, ventilazione, ecc.. L'influenza di questo secondo tipo di perdite sul lavoro effettivamente sottratto al fluido non è inferiore a quella delle perdite del primo tipo.

Le perdite del primo gruppo sono descritte in forma di fattore di perdita energetica, invece quelle del secondo gruppo come perdita di pressione totale. La ragione di questa diversità sta nel fatto che per Craig e Cox questo era il metodo più facile per estrapolare i dati dai test sperimentali.

### I GRUPPO:

- Perdite di profilo allo statore;
- Perdite di profilo al rotore;
- Perdite secondarie allo statore;
- Perdite secondarie al rotore;
- Perdite di annulus allo statore;
- Perdite di annulus al rotore.

### II GRUPPO:

- Perdite di fuga dal distributore;
- Perdite di fuga dal rotore;
- Perdite d'estremità;
- Perdite per la presenza di fori d'equilibratura;
- Perdite per umidità del vapore;
- Perdite per ventilazione;
- Perdite per parzializzazione;
- Perdite dovute alla presenza di fili di collegamento tra le pale.

Come detto, le perdite del primo gruppo determinano il rendimento fluidodinamico dello stadio che, trascurando il recupero interno, può scriversi (Fig. 35)

$$\eta_{tt} = \frac{H_0^o - H_2^o}{H_0^o - H_2^o + \sum R^I} = \frac{L_p}{L_p + (R_p + R_s + R_a)_d + (R_p + R_s + R_a)_g}$$

dove si intende con  $L_p$  il lavoro fornito alla girante dall'unità di massa di fluido che non by-passa palettamenti (per effetto dei fughe dai labirinti e giochi di testa), e con  $R_p, R_s, R_a$  rispettivamente le perdite di profilo, secondarie e di annulus di distributore (pedice  $d$ ) e di girante (pedice  $g$ ).

Il rendimento interno dello stadio è invece dato dal rapporto tra il lavoro specifico raccolto all'albero e il salto entalpico isoentropico "totale-totale", con le nozioni già utilizzate per l'espressione del rendimento fluidodinamico (Fig. 36)

$$\eta_{tt} = \frac{H_0^o - H_2^o - \sum R^{II}}{H_0^o - H_2^o + \sum R^I}$$

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

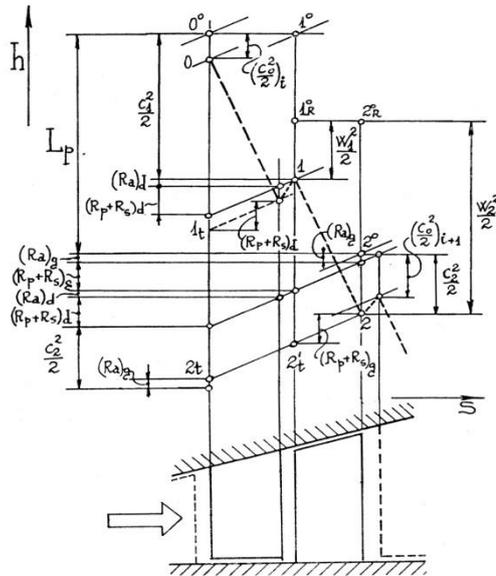


Fig. 35

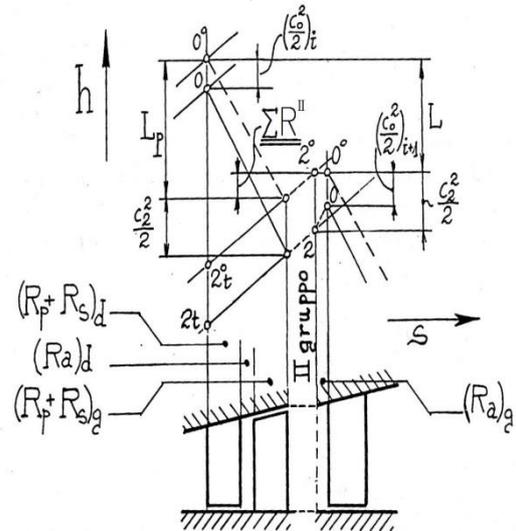


Fig. 36

Craig e Cox hanno sviluppato correlazioni per il calcolo di fattori di perdita energetica del primo gruppo elaborando risultati di svariate prove per il calcolo delle perdite del secondo gruppo i due Autori consigliano di utilizzare metodi e correlazioni che in parte sono state analizzate nei paragrafi precedenti e che saranno richiamate in seguito assieme alla descrizione delle perdite ad anello. Tali perdite, che appartengono al primo gruppo, hanno in comune con quelle del secondo il fatto di non poter essere valutate sulla base delle esperienze fatte alla galleria aerodinamica su schiere piane.

### Perdite del primo gruppo

Nell'ipotesi di poter trascurare il recupero termodinamico interno allo stadio, le perdite del primo gruppo possono scriversi

$$\sum R^I = (\zeta'_p + \zeta'_s + \zeta'_a)_d \cdot \frac{C_1^2}{2} + \left( \zeta'_p + \zeta'_s + \zeta'_a \cdot \frac{C_2^2}{W_2^2} \right)_g \cdot \frac{W_2^2}{2}$$

Si nota che le perdite di annulus devono essere moltiplicate in ogni caso per  $C^2/2$  in quanto la cassa (sempre ferma) "vede" il fluido con velocità assoluta.

**Perdite di profilo.** Il coefficiente di perdita di profilo  $\zeta'_p$  è dato da

$$\zeta'_p = \overline{\zeta'_p} \cdot (N_{pr} \cdot N_{pi} \cdot N_{psp}) + \Delta\zeta'_{pm} + \Delta\zeta'_{p \frac{t}{r}} + \Delta\zeta'_{psp'}$$

Dove  $\overline{\zeta'_p}$  è un coefficiente di perdita "base", cioè il fattore di perdita per una schiera imboccata all'incidenza di minima perdita, con spessore delle pale al bordo d'uscita nullo, con flusso largamente subsonico ( $Ma \cong 0.3$ ) e numero di Reynolds pari a  $10^5$ . Per considerare gli scostamenti dei parametri geometrici e

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

funzionali reali da quelli di riferimento appena illustrati, si ricorre ai coefficienti correttivi già inseriti e di seguito illustrati:

- $N_{pr}$  per l'effetto della variazione del numero di Reynolds;
- $N_{pi}$  per l'effetto della variazione dell'incidenza;
- $N_{psp}$  e  $\Delta\zeta'_{psp}$  per l'effetto introdotto da una geometria avente spessore del bordo di uscita diverso da zero;
- $\Delta\zeta'_{pm}$  per l'effetto della variazione del numero di Mach;
- $\Delta\zeta'_{p_r}$  per l'effetto introdotto da una geometria non rettilinea del profilo in prossimità del bordo d'uscita.

Le convenzioni adottate per la definizione dei parametri geometrici delle schiere sono riportate in Fig. 37.

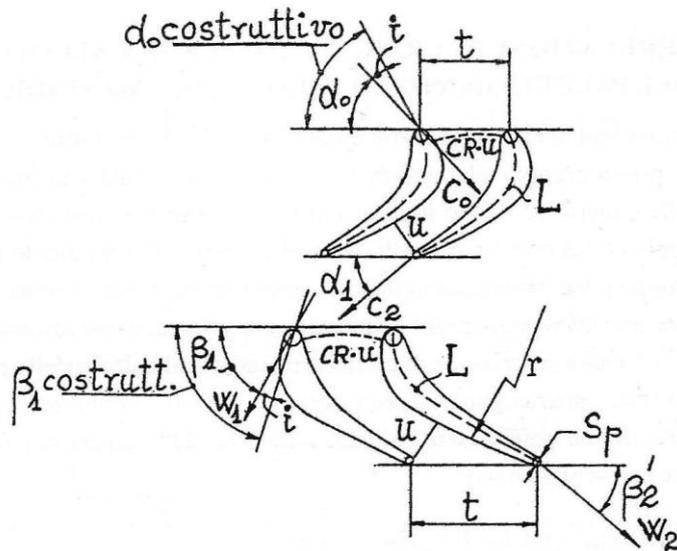


Fig. 37

Da notare che, in questa trattazione, viene presa in considerazione, anziché la corda  $l$  del profilo, come di solito accade, la lunghezza  $L$  della linea media; e viene introdotto il rapporto di contrazione  $CR$ , definito come il rapporto tra la lunghezza del più grande arco di cerchio che è normale a due profili contigui all'ingresso di un vano interpalare e quella della sezione di uscita  $u$ , considerata rettilinea e normale alla linea media nel bordo di fuga. Questo coefficiente di contrazione è ricavabile dalla Fig. in funzione del rapporto  $t/L$  e degli angoli di ingresso ed uscita del fluido; questi angoli di uscita del fluido sono valutati a basso numero di Mach giacché per calcolare il coefficiente di perdita "base" non si tiene conto della compressibilità del fluido, si utilizzano quindi i diagrammi di

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

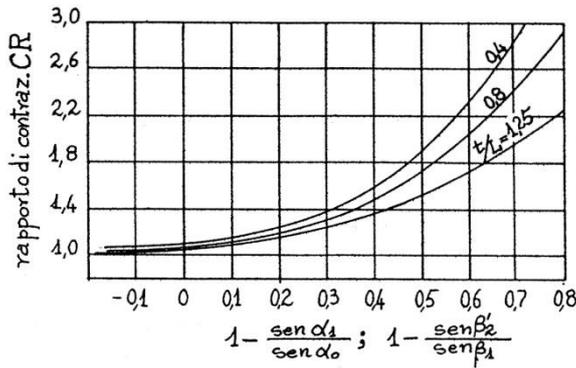


Fig. 38

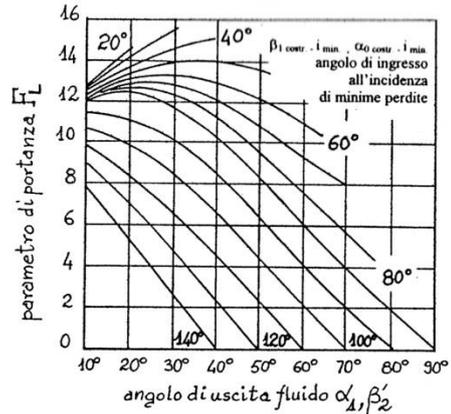


Fig. 39

Fig. 22 o Fig. 23. Si introduce anche il parametro di portanza  $F_L$  che è dato in funzione degli angoli di uscita del flusso e degli angoli di ingresso di minima perdita (che saranno analizzati a fondo in seguito) in Fig. .

A questo punto è possibile ricavare il coefficiente di perdita "base"  $\bar{\zeta}'_p$  tramite il prodotto  $\bar{\zeta}'_p \cdot \left(\frac{t}{L} \sin \alpha_1\right)$  dal grafico in Fig. 38, utilizzando i fattori introdotti in precedenza.

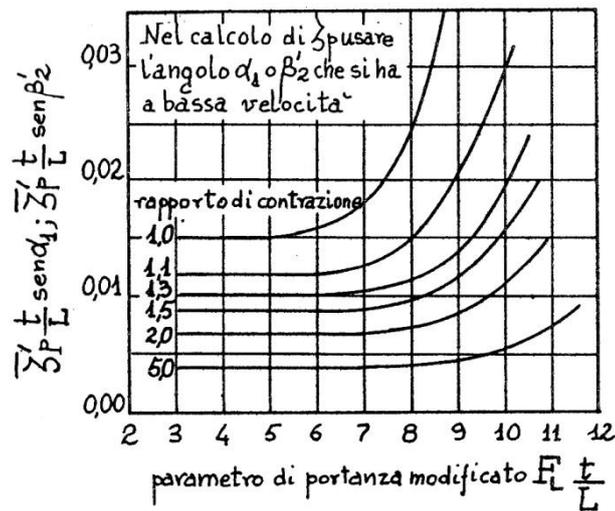


Fig. 38

Il coefficiente moltiplicativo  $N_{pr}$ , da usarsi per  $Re \neq 10^5$ , è diagrammato in Fig. 39 in funzione del numero di Reynolds, con

$$Re = \frac{C_1 \cdot u}{\nu}, Re = \frac{W_2 \cdot u}{\nu}$$

differentemente se si tratta di statore o di rotore.

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

Il coefficiente moltiplicativo  $N_{psp}$  ed il fattore di perdita addizionale  $\Delta \zeta'_{psp}$ , da applicare quando lo spessore dei profili al bordo d'uscita è diverso da zero, sono dati dai due diagrammi di figura Fig. 40; entrambi i fattori sono in funzione del rapporto  $s_p/t$ ; ed il coefficiente  $N_{psp}$  è anche in funzione dell'angolo di uscita del fluido, in questo caso effettivo, non quello che si avrebbe in condizioni di flusso incomprimibile precedentemente considerato.

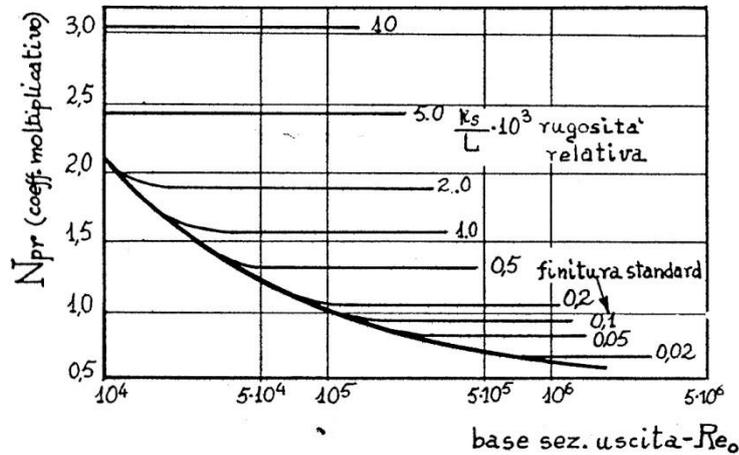


Fig. 39

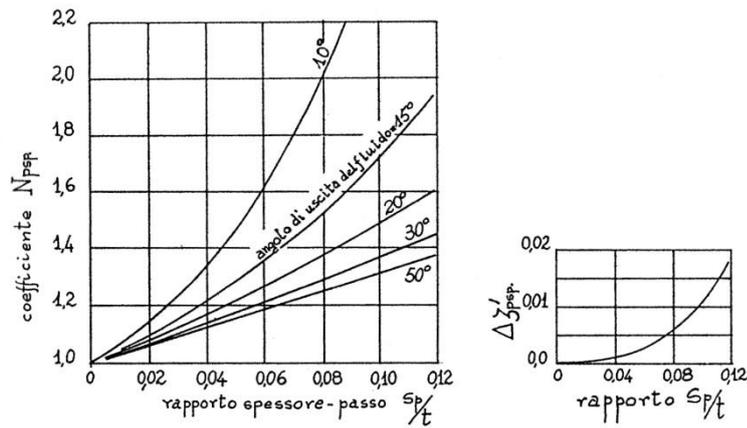


Fig. 40

Il coefficiente moltiplicativo  $N_{pi}$ , da usarsi per incidenze diverse da quelle di minima perdita di profilo, è dato dal diagramma in Fig. 41 in funzione del rapporto

$$\frac{i - i_{min}}{|i_{stall} - i_{min}|}$$

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

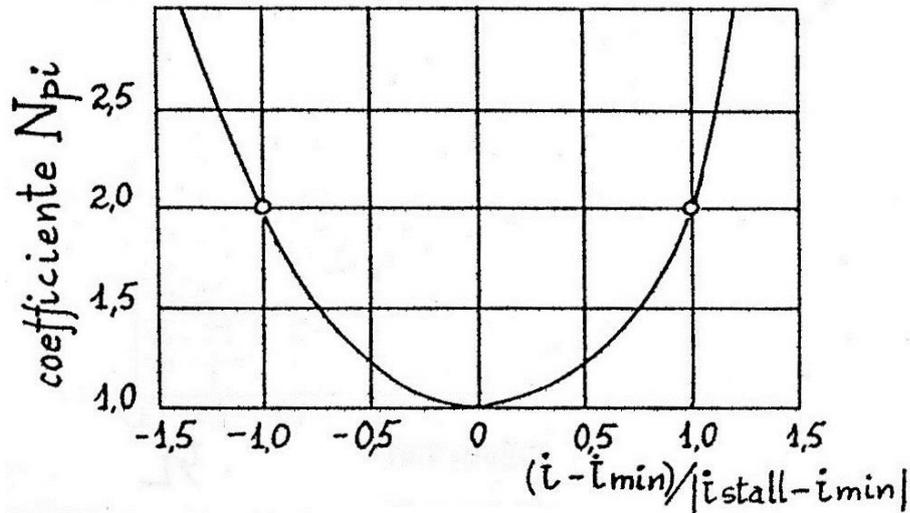


Fig. 41

È chiaro che, per calcolare il precedente rapporto e quindi il coefficiente  $N_{pi}$  (ed  $F_L$ ) occorre trovare l'incidenza di minima perdita  $i_{min}$ . Tale incidenza è data dalla relazione

$$i_{min} = \frac{(i + stall) + F_i(i - stall)}{1 + F_i}$$

In cui si intende con  $(i + stall)$  l'incidenza positiva per la quale la schiera stalla e con  $(i - stall)$  quella negativa per la quale si verifica lo stesso fenomeno. L'incidenza  $(i + stall)$  è composta da tre termini:

$$(i + stall) = (i + stall)_{basic} + (\Delta i + stall)_{CR} + (\Delta i + stall)_{t/l}$$

Il valore di  $(i + stall)_{basic}$  è dato in Fig. 42 in funzione degli angoli di ingresso costruttivi e quelli di uscita costruttivi valutati come  $asin(u/t)$ .

Le variazioni da apportare all'incidenza di stallo positiva, dipendenti dal rapporto di contrazione  $CR$  e dal rapporto  $t/L$  sono date in Fig. 43.

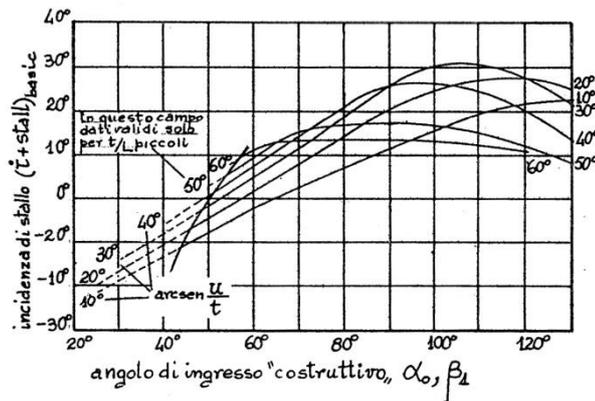


Fig. 42

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

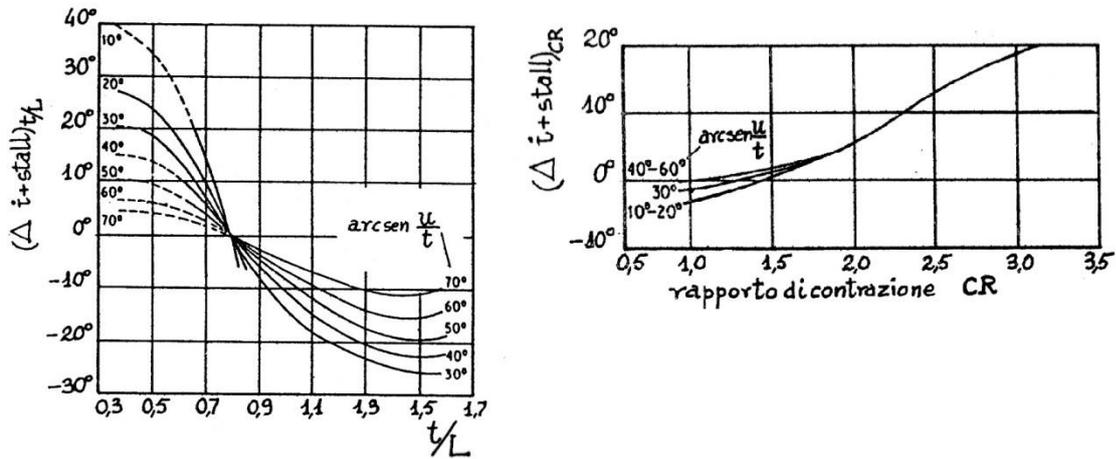


Fig. 43

L'incidenza negativa di stallo ( $i - stall$ ) è data dalla somma dei due termini

$$(i - stall) = (i - stall)_{basic} + (\Delta i - stall)_{t/L}$$

L'incidenza negativa di stallo  $(i - stall)_{basic}$  è data in Fig. 44 in funzione degli angoli costruttivi di ingresso e di uscita; la correzione per il rapporto  $t/L$  diverso da 0.8 è data anch'essa in Fig. 44 a destra.

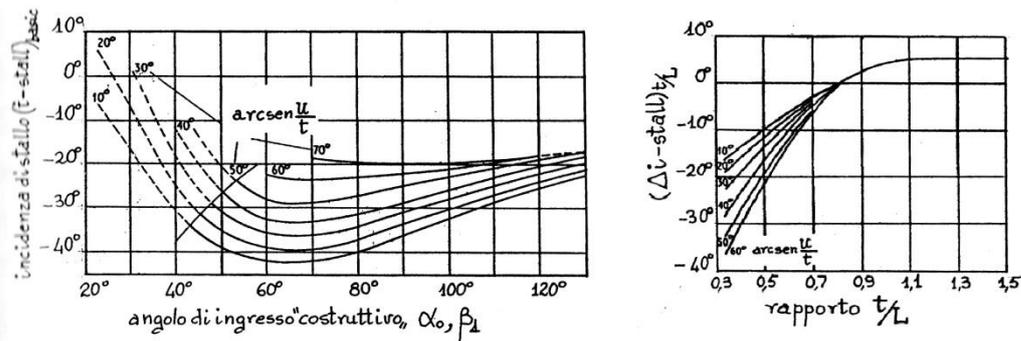


Fig. 44

Per palettamenti aventi angoli di ingresso costruttivi maggiori di  $90^\circ$  i valori di  $(i + stall)_{basic}$  e di  $(i - stall)_{basic}$  sono dati in figura Fig. 45 in funzione degli angoli costruttivi di ingresso e uscita.

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

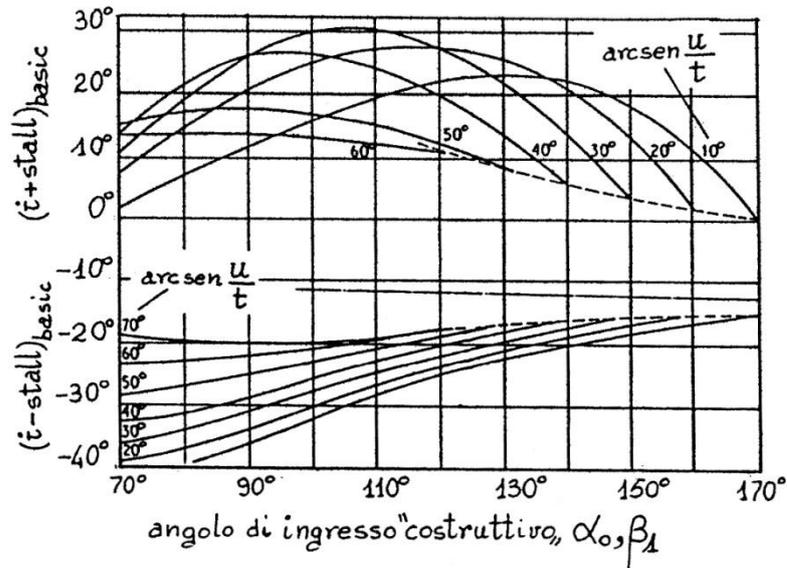


Fig. 45

In questo caso si ha:

$$(i + stall) = (i + stall)_{basic} + [(\Delta i + stall)_{CR} + (\Delta i + stall)_{t/L}] \cdot K$$

$$(i - stall) = (i - stall)_{basic} + (\Delta i - stall)_{t/L} \cdot K$$

con:

$$K = 1 - \frac{\alpha_0 \text{ costr} - 90^\circ}{90^\circ - \text{asin}(u/t)}$$

Le correzioni  $(\Delta i + stall)_{CR}$ ,  $(\Delta i + stall)_{t/L}$  e  $(\Delta i - stall)_{t/L}$  sono date anche per questo caso dai diagrammi Fig. 43 Fig. 44. Il fattore  $F_i$  necessario al calcolo dell'incidenza  $i_{min}$  di minima perdita di profilo è dato, in funzione dell'angolo di ingresso costruttivo e di  $t/L$ , in Fig. 46.

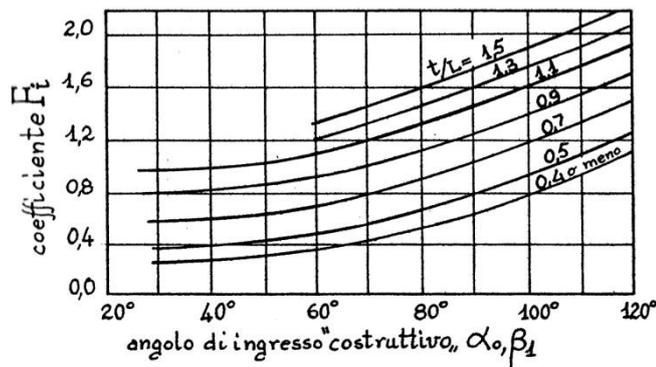


Fig. 46

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

I fattori di perdita aggiuntiva  $\Delta\zeta'_{pm}$  (da applicare ai palettamenti con estradosso rettilineo allo sbocco per  $Ma > 1$  in uscita) e  $\Delta\zeta'_{p_r}$  (da applicare a quelli con raggio di curvatura  $r \neq \infty$  dall'estradosso in prossimità del bordo di uscita) sono dati nella Fig. 47.

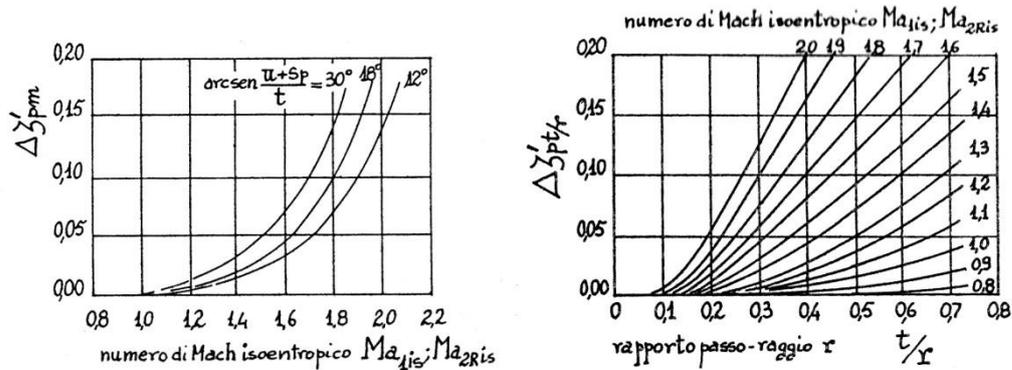


Fig. 47

**Perdite secondarie.** Il coefficiente di perdita secondaria  $\zeta'_s$  è dato da

$$\zeta'_s = \bar{\zeta}'_s \cdot \left( N_{sr} \cdot N_{sL} \right)$$

$\bar{\zeta}'_s$  è il fattore di perdita secondaria di base, dato dal diagramma di Fig. 48 a sinistra, in funzione del rapporto tra le energie cinetiche di scarico e di ingresso e del parametro di portanza modificato  $F_L \cdot t/L$  già esaminato in precedenza.

Il coefficiente moltiplicativo  $N_{sL}$  tiene conto dell'influenza dell'aspect ratio  $b/L$

ed è dato, in funzione dell'inverso di questo parametro, nel diagramma di Fig. 48.

Il coefficiente moltiplicativo  $N_{sr}$  tiene conto dell'effetto del numero di Reynolds, e può essere ottenuto dal diagramma di Fig. 39, dal quale si ottiene anche  $N_{pr}$ .

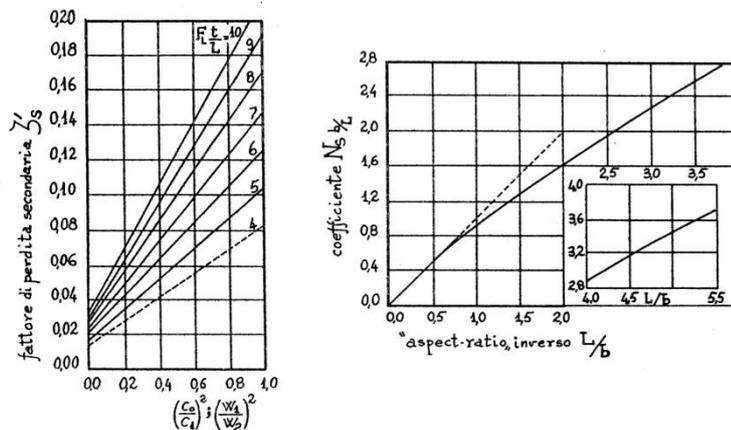


Fig. 48

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

**Perdite di annulus.** Il coefficiente di perdita ad anello  $\zeta'_a$  è calcolato come la somma di tre contributi

$$\zeta'_a = \zeta'_{a1} + \zeta'_{a2} + \zeta'_{a3}$$

Il contributo di  $\zeta'_{a1}$  è da considerarsi diverso da zero quando a valle di una schiera di pale avviene una variazione della sezione di attraversamento, poiché questo fattore è collegato al grado di diffusione della corrente, in Fig. 23 tale fattore è dato per i due casi di diffusione guidata o meno nella parte esterna dell'anello rispettivamente con linea continua e tratteggiata; nel primo caso la dipendenza è data dal semi-angolo di apertura del tronco di cono equivalente (avente cioè la stessa lunghezza  $l$  dell'annulus e uguali aree di ingresso e uscita) e dal rapporto tra le aree di ingresso e uscita, mentre nel secondo caso è funzione, oltre che nuovamente del rapporto fra le aree, del rapporto fra larghezza e altezza della pala posta all'ingresso dell'anello.

Il termine  $\zeta'_{a2}$  è associato alle perdite per cavità, sia per il caso in cui queste cavità siano sulla carcassa e servano per l'estrazione del liquido negli ultimi stadi di una turbina a vapore (che in assenza di questi avrebbe titoli inaccettabilmente elevati), sia per il caso in cui le cavità siano intese come spazio fra disco e diaframma nelle turbine realizzate con questa tecnica costruttiva (Fig. 49).

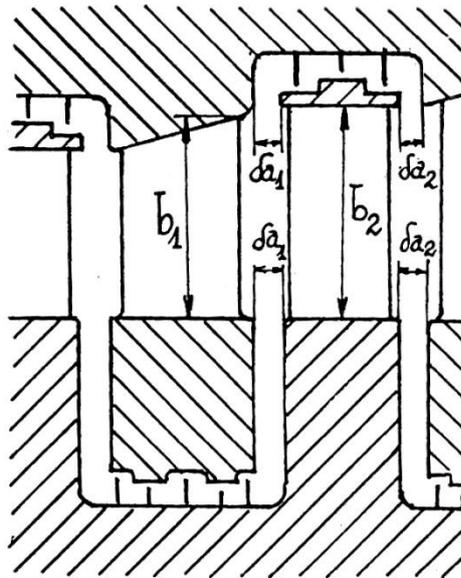


Fig. 49

Nel primo caso si utilizza il diagramma in Fig. 50 in cui  $C_f$  è il fattore di attrito per lastra piana, da assumere pari a 0.2. In ogni caso nel programma in questione questa situazione non ha la possibilità di verificarsi.

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

Nel secondo caso, con l'architettura a "dischi e diaframmi" Traupel consiglia le seguenti correlazioni (con riferimento alla Fig. 49):

$$\zeta_{a2} = \frac{0.04}{\sin \alpha_1} \cdot \frac{\delta_{a1}}{b_1} \quad \zeta_{a2} = \frac{0.04}{\sin \beta_2} \cdot \frac{\delta_{a2}}{b_2}$$

rispettivamente per statore e rotore.

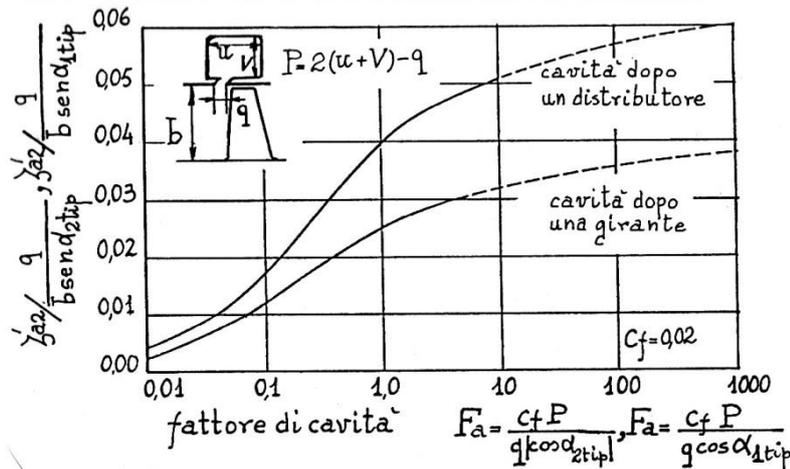


Fig. 50

Da notare che i fattori di perdita usati da Traupel vanno moltiplicati per il salto entalpico totale-totale isoentropico, e vanno quindi modificati per essere ricondotti alla formulazione usata finora tramite la nota correlazione

$$\zeta' = \frac{\zeta}{1 - \zeta}$$

Chiaramente nel caso di  $\zeta'_{a2}$  usato per perdite causate da cavità utilizzate per estrarre la parte liquida dalla carcassa va moltiplicato per  $C_2^2/2$ , in quanto, come detto, la cassa "vede" il fluido con velocità assoluta; mentre nel caso di cave ricavate sul mozzo (leggasi architettura a "dischi e diaframmi"), quest'ultimo "vede" il fluido con velocità relativa quindi il fattore  $\zeta'_{a2}$  va moltiplicato per  $W_2^2/2$ .

La sommatoria delle perdite del primo gruppo è riformulata come:

$$\sum R^I = (\zeta'_p + \zeta'_s + \zeta'_a)_d \cdot \frac{C_1^2}{2} + (\zeta'_p + \zeta'_s + (\zeta'_{a1} + \zeta'_{a3}) \cdot \frac{C_2^2}{W_2^2} + \zeta'_{a2}) \cdot \frac{W_2^2}{2}$$

Infine, il termine  $\zeta'_{a3}$  fornisce una stima delle perdite in presenza di brusco allargamento della sezione di passaggio, secondo lo schema in Fig. 51 come, per l'annulus posto a valle di un distributore che si allarga prima del palettamento girante

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

$$\zeta'_{a3} = \left(1 - \frac{A_i}{A_u}\right)^2 \cdot \sin^2 \alpha_1$$

e, per brusco allargamento a valle della girante

$$\zeta'_{a3} = \left(1 - \frac{A_i}{A_u}\right)^2 \cdot \sin^2 \alpha_2$$

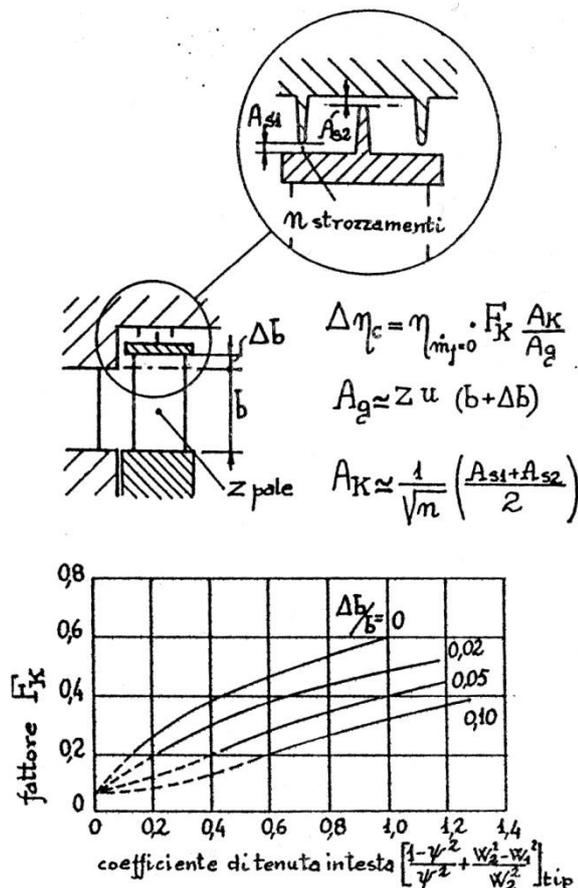


Fig. 51

### Perdite del secondo gruppo

La trattazione di alcuni tipi di perdita, che non compaiono nel programma utilizzato, sarà omessa in questo studio.

**Perdite per fuga.** Questo tipo di perdite, come accennato in precedenza, è molto collegato alle perdite di annulus, infatti, se un'altezza esuberante del palettamento provoca perdite per brusca variazione di sezione, ha benefici sulla fuga di portata tra la girante e la carcassa o tra un distributore e il mozzo. Infatti, il

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

flusso, come facilmente intuibile senza scomodare complicati meccanismi, è meno spinto a scavalcare la pala non attraversandola.

Si tiene conto di questo effetto attraverso un fattore di riduzione della sezione equivalente di fuga  $A_k$  calcolabile come (con riferimento alla Fig. 51)

$$A_k = \frac{1}{\sqrt{n}} \cdot \left( \frac{A_{s1} + A_{s2}}{2} \right)$$

Il fattore di riduzione  $F_k$  è dato in Fig. 51 in funzione di un coefficiente di tenuta a sua volta funzione dei fattori di perdita del primo gruppo e del rapporto fra le velocità relative che si hanno all'estremità delle pale.

A questo punto, conoscendo l'area di uscita del palettamento

$$A_g = Z \cdot u \cdot (b + \Delta b)$$

(con  $Z = n^\circ \text{ pale}$ ) è possibile ricavare il rapporto fra la portata di fuga  $\dot{m}_c$  e la portata che effettivamente lavora nel palettamento  $\dot{m}$

$$\frac{\dot{m}_c}{\dot{m}} = F_k \cdot \frac{A_k}{A_g}$$

e quindi si ha

$$\Delta\eta_c = \eta_{fuga=0} \cdot F_k \cdot \frac{A_k}{A_g}$$

Il rendimento complessivo della macchina si calcolerà quindi come

$$\eta_{tot} = \eta - \Delta\eta_c$$

e il lavoro come

$$L = L - L \cdot \frac{\dot{m}_c}{\dot{m}}$$

**Perdite d'estremità.** Questo tipo di perdite, nel programma che sarà esposto in seguito, sono state valutate con la correlazione di Ainley, Mathieson, Dunham e Came

$$Y_{tl} = 0.47 \cdot \frac{L}{h} \cdot \left( \frac{t}{L} \right)^{0.78} \cdot 4 \cdot (\tan \alpha_{in} - \tan \alpha_{out})^2 \cdot \left( \frac{\cos^2 \alpha_{out}}{\cos \alpha_m} \right)$$

dove

$$\alpha_m = \text{atan} \left( \frac{\tan \alpha_{in} - \tan \alpha_{out}}{2} \right)$$

Il coefficiente di perdita di pressione  $Y_{tl}$  viene poi trasformato in perdita energetica con l'equazione a cui si è accennato nel capitolo 2.2 I modelli di calcolo)

## 2.1 Tipologie di perdite energetiche

$$\zeta' = Y / \left( 1 + k \cdot \frac{Ma_1^2}{2} \right)$$

Da notare che nel codice implementato, per pale bendate viene utilizzata la perdita di fuga descritta in precedenza, mentre per pale non bendate si utilizza soltanto la perdita d'estremità.

**Perdite per umidità del vapore.** Per le caratteristiche fisiche di questo processo si rimanda al paragrafo 2.1.6 Perdite per umidità del vapore). Il valore effettivo della perdita, come deficit di lavoro raccolto dallo stadio, quindi incremento dell'entalpia per unità di massa vale

$$\Delta H_m^o = \Delta H_{is}^o \cdot \zeta_m$$

Il valore di  $\zeta_m$  è dato nel diagramma della Fig. 25 in funzione del titolo o del surriscaldamento di ingresso e dal salto entalpico  $\Delta H_{is}^o$ .

**Perdite per ventilazione e parzializzazione.** Per quanto riguarda queste perdite si rimanda al paragrafo 2.1.7 Perdite per ventilazione e parzializzazione)

## 2.2 I modelli di calcolo

## CAPITOLO 3

---

### IMPLEMENTAZIONE CODICE DI CALCOLO E VALIDAZIONE

In questo capitolo saranno illustrati i programmi utilizzati per predire le prestazioni delle turbine a vapore; iniziando da un programma non validato, ma funzionante, per turbine il cui fluido operativo può essere descritto come gas ideale. Si è quindi proceduto alla validazione su dati sperimentali e alla successiva conversione per l'utilizzo, come fluido operativo, di vapore gas reale.

#### 3.1 Gas ideale

La prima parte è stata svolta utilizzando come fluido operativo il gas ideale, ciò permette di applicare le classiche correlazioni per questo tipo di gas, semplificando, relativamente, codice e sperimentazione.

##### 3.1.1 Dati iniziali

Per quanto riguarda i dati relativi alla sperimentazione, si è fatto riferimento alla pubblicazione scientifica [5], che tratta, anch'essa, la validazione di un codice di calcolo per prevedere le prestazioni di turbine a gas a basso grado di reazione, confrontando i dati reali con quelli creati dall'algoritmo.

Particolarmente interessante risulta il paragrafo "Test Cases" che prende in considerazione due stadi con lo stesso profilo ma con altezza delle pale e angolo di calettamento differenti. Le principali caratteristiche sono riportate nella Tabella 1.

Tabella 1

	STAGE 1		STAGE 2	
	STATOR	ROTOR	STATOR	ROTOR
No. of blades	42	64	42	64
Span [m]	0.024	0.025	0.033	0.034
Chord [m]	0.041	0.026	0.041	0.026
Axial chord [m]	0.025	0.025	0.025	0.025
Solidity at midspan	1.44	1.39	1.40	1.36
Pitch at hub [m]	0.0266	0.0174	0.0266	0.0174
Pitch at midspan [m]	0.0284	0.0187	0.0291	0.0191
Pitch at tip [m]	0.0302	0.0199	0.0316	0.0208
Stagger angle [deg]	52.3	20.8	51.0	20.8
Radius at midspan [m]	0.190	0.190	0.1945	0.1945
Aspect ratio	0.59	0.96	0.80	1.30
Hub-casing ratio	0.88	0.87	0.84	0.83

Nella Tabella 2 sono riportate le caratteristiche nominali del flusso misurate sperimentalmente.

### 3.1 Gas ideale

**Tabella 2**

Nominal conditions at midspan	Stage 1	Stage 2
$\pi$ , [-]	1.23	1.21
$r$ , [-]	0.15	0.20
$v$ , [-]	0.56	0.55
$c_0$ , [m/s]	37.6	38.3
$\alpha_0$ , [deg]	0.0	0.0
$c_1$ , [m/s]	170.4	162.5
$c_{1x}$ , [m/s]	43.6	43.4
$w_1$ , [m/s]	74.1	69.3
$\alpha_1$ , [deg]	75.2	74.7
$\beta_1$ , [deg]	54.0	51.8
$c_2$ , [m/s]	47.7	43.5
$c_{2x}$ , [m/s]	42.8	41.8
$w_2$ , [m/s]	93.8	99.4
$\alpha_2$ , [deg]	-26.6	-16.0
$\beta_2$ , [deg]	63.0	65.1

In tutti i casi presi in considerazione la pressione statica in ingresso rimane fissata a 2 bar e la corrente è supposta assiale. Per capire cosa avviene nelle condizioni fuori progetto si varia:

- il rapporto  $u/C_0$  (con  $u$  velocità periferica al diametro medio e  $C_0$  velocità assoluta del flusso in ingresso)
- il numero di Mach all'ingresso

per una serie di casi noti sperimentalmente sia per il primo stadio che per il secondo (rispettivamente in Tabella 3 e Tabella 4).

**Tabella 3**

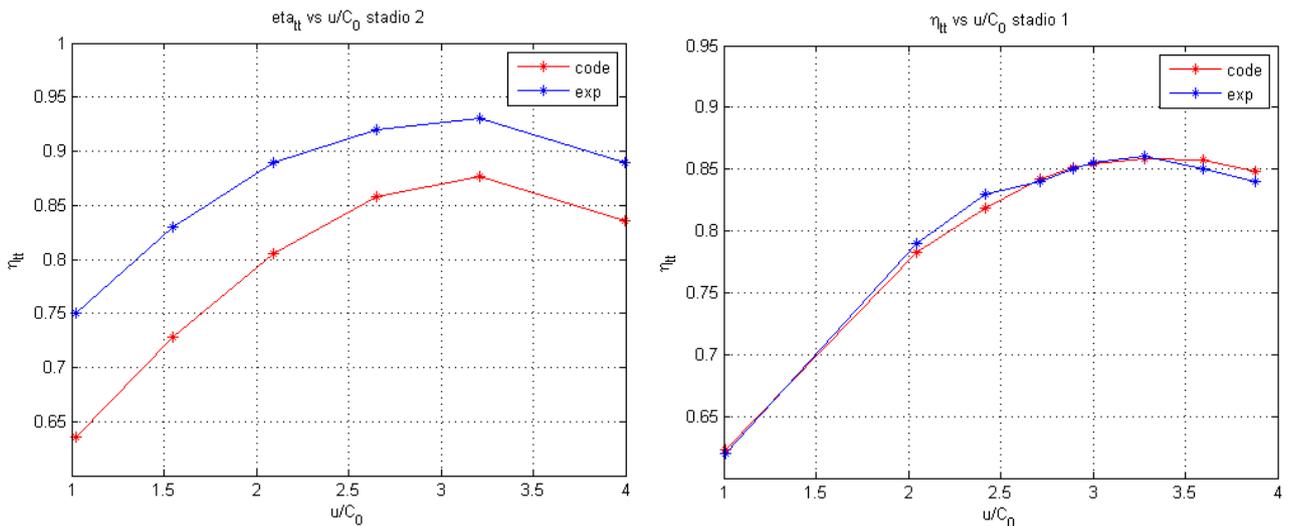
$u/C_0$	1.00	2.04	2.42	2.72	2.89	3.00	3.28	3.60	3.88
<b>Parameters</b>									
<b>Stator</b>									
$i$ (deg)	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
$c_0$ (m/s)	40.7	38.3	38.0	37.5	37.3	37.2	37.1	36.6	36.5
$c_1$ (m/s)	191.7	176.7	174.7	171.7	170.6	170.2	168.6	166.7	165.2
$Re*10^5$	4.945	4.559	4.508	4.429	4.401	4.392	4.350	4.302	4.262
$Ma_0$	0.115	0.108	0.107	0.106	0.105	0.105	0.105	0.103	0.103
$Ma_1$	0.557	0.511	0.505	0.496	0.493	0.492	0.487	0.481	0.477
<b>Rotor</b>									
$i$ (deg)	15.0	7.8	4.0	0.0	-2.7	-5.1	-11.2	-20.0	-30.8
$w_1$ (m/s)	155.2	105.2	90.8	79.3	74.2	70.1	60.9	52.8	46.3
$w_2$ (m/s)	86.2	96.2	95.7	93.0	93.7	93.8	93.2	91.2	91.7
$Rew*10^5$	1.410	1.575	1.566	1.521	1.534	1.535	1.525	1.493	1.501
$Ma_{1w}$	0.453	0.305	0.264	0.230	0.215	0.203	0.176	0.153	0.134
$Ma_{2w}$	0.249	0.279	0.278	0.270	0.272	0.273	0.271	0.265	0.267

### 3.1 Gas ideale

**Tabella 4**

$u/C_0$	1.02	1.55	2.09	2.65	3.21	3.99
<b>Parameters</b>						
<b>Stator</b>						
$i$ (deg)	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
$c0$ (m/s)	39.4	39.1	38.7	38.2	37.9	30.4
$c1$ (m/s)	176.5	172.4	170.0	167.3	165.2	125.4
$Re*10^5$	4.554	4.447	4.386	4.318	4.264	3.235
$Ma0$	0.113	0.112	0.111	0.109	0.109	0.087
$Ma1$	0.518	0.506	0.498	0.490	0.484	0.364
<b>Rotor</b>						
$i$ (deg)	19.0	15.1	9.9	1.5	-12.2	-55.3
$w1$ (m/s)	137.4	114.4	93.5	73.8	57.1	34.2
$w2$ (m/s)	100.7	95.9	93.6	96.5	98.1	74.7
$Re_w*10^5$	1.649	1.569	1.532	1.578	1.605	1.222
$Ma1w$	0.403	0.335	0.274	0.216	0.167	0.099
$Ma2w$	0.294	0.281	0.274	0.283	0.289	0.218

La validazione effettuata nel paper porta ai risultati esposti in Fig. 52 utilizzando le correlazioni di Craig e Cox per esprimere i coefficienti di perdita.



**Fig. 52**

Anche il codice da validare in questa sede, che è stato fornito in partenza, implementa le correlazioni di Craig e Cox per le perdite del primo gruppo e quelle di Dunham e Came per le perdite del secondo. Dopo aver inserito i parametri geometrici e termodinamici adeguati, l'algoritmo di calcolo procede considerando distintamente statore e rotore: le condizioni calcolate all'uscita dello statore, infatti, diventano le condizioni all'ingresso del rotore. Inoltre, la possibilità di

### 3.1 Gas ideale

considerare la corrente assoluta per lo statore e quella relativa per il rotore, rende tra loro equivalenti i calcoli al distributore e quelli alla girante.

Le principali operazioni eseguite per il calcolo al distributore sono illustrate schematicamente nel seguito, ove si indicano rispettivamente con pedice 0 e 1 le grandezze che competono alla sezione a monte dello statore e alla sezione tra statore e rotore. Si noti che l'algoritmo richiede un approccio di tipo iterativo.

1. Si calcola il modulo della velocità all'ingresso dello statore, ipotizzando l'assenza di swirl. Nota la portata di massa, le condizioni termodinamiche e i parametri geometrici (tra cui le sezioni di attraversamento), è possibile risalire dall'equazione di continuità alla velocità  $C_0 = C_{m0}$ .
2. Come condizione di primo tentativo si ipotizza che la componente meridiana della velocità si mantenga costante tra monte e valle della schiera, che l'angolo di deflusso all'uscita della schiera coincida con quello costruttivo e che non vi siano perdite attraverso lo statore (ovvero  $C_{m0} = C_{m1}$ ,  $\alpha_1 = \alpha_{1c}$ ,  $P_0^0 = P_1^0$ ). Sotto tali ipotesi è possibile individuare la condizione di moto del fluido all'uscita dello statore (parametri termodinamici statici e totali, triangoli delle velocità, numero di Mach, ecc.).
3. Si calcolano ora i coefficienti di perdita  $\zeta'_p$ ,  $\zeta'_s$ ,  $\zeta'_a$  e  $\zeta'_{tl}$  di primo tentativo, dai quali, avendo stimato il carico cinetico all'uscita dello statore, è possibile calcolare le perdite del primo e secondo gruppo al rotore.
4. Si calcola l'entalpia statica isoentropica del fluido all'uscita dello statore sottraendo dall'entalpia statica del caso reale (di primo tentativo), le perdite del primo gruppo.
5. Essendo note entalpia totale e entalpia statica isoentropica, è possibile ricavare la velocità isoentropica, la temperatura statica isoentropica e quindi il numero di Mach isoentropico.
6. Nota la pressione totale per la condizione isoentropica all'uscita della schiera (coincidente con la pressione totale all'ingresso), è possibile calcolare la pressione statica in tale sezione, che sarà coincidente per la condizione reale e per quella isoentropica.
7. Per la condizione reale all'uscita si conoscono pressione statica (v. punto 6) e temperatura statica (v. punto 2); è quindi possibile calcolare la densità statica. Infine, nota la portata di massa fluente nella macchina e la sezione di uscita netta della schiera, è possibile calcolare la nuova velocità  $C_{m1\ new}$  in grado di soddisfare l'equazione di continuità.
8. Si calcola lo scarto presente tra la velocità  $C_{m1}$  (di inizio iterazione) e la velocità  $C_{m1\ new}$  (imposta dalla continuità): in assenza di convergenza, si ripete l'intero calcolo a partire dal punto 2, dopo aver avuto l'accortezza di

### 3.1 Gas ideale

aggiornare il valore di  $C_{m1}$  con il nuovo valore  $C_{m1\ new}$  e aver calcolato il nuovo angolo  $\alpha_1$  mediante il diagramma di Fig. 22.

Dopo un rapido debug del programma si è passati ad un primo test, con risultati alquanto scadenti, visibili in Fig. 53

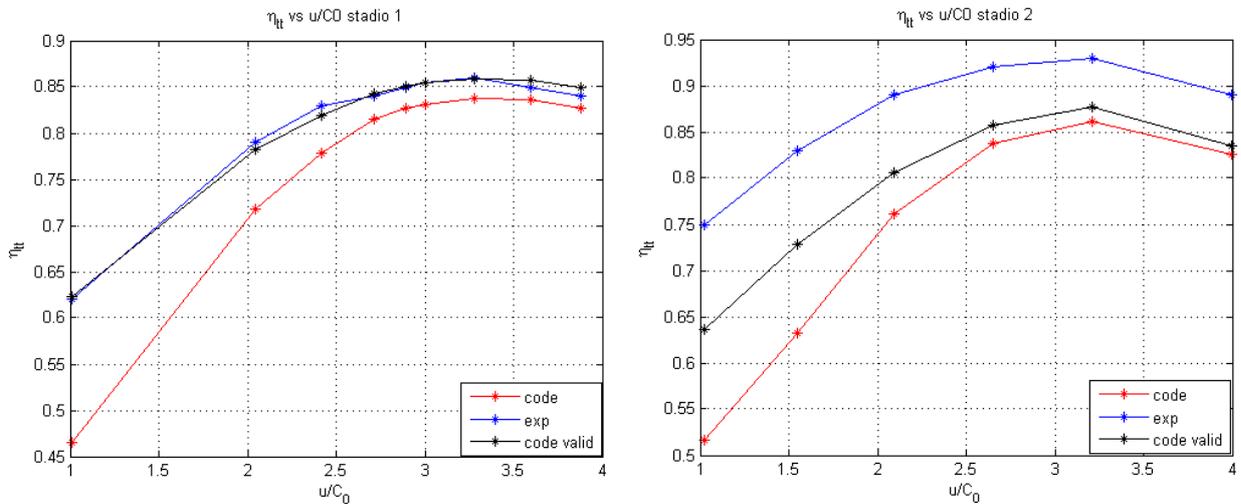


Fig. 53

#### 3.1.2 Passaggi per validazione

Dai diagrammi in Fig. 53 è facile intuire che le perdite sono decisamente sovrastimate, vanno quindi tolti alcuni fattori di perdita in quanto probabilmente sovrapposti. La causa è da ricercarsi quasi sicuramente nelle perdite del secondo gruppo, visto che vengono utilizzate correlazioni di altri autori, non esplicitamente consigliate da Craig & Cox; e che quindi possono andare a sovrapporsi con quelle del primo gruppo aumentandone erroneamente l'ammontare

Infatti, dopo una prima analisi del programma si evince che, ad esempio, può essere utile eliminare le perdite per attrito sui dischi della girante che sono in conflitto con il secondo contributo delle perdite di annulus  $\zeta'_{a2}$ .

Altra cosa che si nota nei dati iniziali è una ridondanza dei parametri geometrici: assegnato il numero di pale ( $Z$ ), il diametro medio ( $Dm$ ), la solidità ( $\sigma$ ) e gli angoli costruttivi si ricavano passo ( $t$ ), corda ( $l$ ), la sezione di passaggio di uscita ( $u$ ) e lunghezza della linea media ( $L$ ) tramite questi passaggi

$$t = \frac{\pi \cdot Dm}{Z}$$

$$l = \sigma \cdot t$$

$$u = t \cdot \sin \beta_{2c}$$

### 3.1 Gas ideale

mentre  $L$  è approssimata utilizzando un codice in Matlab che trova la lunghezza della curva creata con un poligono di Bezier a partire dai punti iniziale, finale e di intersezione delle tangenti alla linea media in ingresso e uscita.

I valori trovati, per il rotore sono

$$\begin{aligned}t &= 0.0187 \text{ m} \\l &= 0.0295 \text{ m} \\u &= 0.0085 \text{ m} \\L &= 0.0325 \text{ m}\end{aligned}$$

Nella procedura sperimentale invece questi stessi dati sono indicati come

$$\begin{aligned}t &= 0.0187 \text{ m} \\l &= 0.0295 \text{ m} \\u &= 0.00784 \text{ m} \\L &= 0.0341 \text{ m}\end{aligned}$$

questa sovrapposizione di dati, crea confusione nella definizione dell'angolo costruttivo di uscita in quanto alcune volte è indicato direttamente come  $\beta_{2c}$ , mentre altre come  $\text{asin}(u/t)$ . Per rimanere fedeli ai dati sperimentali non si utilizzano i parametri calcolati, bensì quelli dati. La discrepanza fra questi due valori provoca inoltre un errore nella lettura del grafico di Fig. 23: nelle righe di codice che ricavano i dati della figura veniva utilizzato come angolo a cui sottrarre la deviazione  $\text{asin}(u/t)$ , questo porta ad avere un angolo di uscita del fluido maggiore dell'angolo costruttivo della pala essendo  $\text{asin}(u/t) + dev < \beta_{2c}$ , (misurato rispetto la direzione tangenziale) fatto chiaramente impossibile, viene quindi sostituito  $\text{asin}(u/t)$  con  $\beta_{2c}$  all'interno della figura.

Per comodità verrà riportato soltanto il grafico del rendimento del primo stadio finché non si arriverà ad una soluzione più accurata. Si ricorda peraltro che la condizione nominale ha  $u/C_0$  circa pari a 2.72 (come è possibile notare anche dalla Fig. 55). Si è scelto di utilizzare questa figura adimensionale per caratterizzare l'ascissa dei grafici in quanto sono i due parametri che variano in ingresso e sono oltretutto proporzionali all'incidenza al rotore visto che, sia aumentando la velocità  $u$ , che diminuendo  $C_0$  si ottiene una diminuzione della suddetta incidenza (Fig. 55). Altra caratteristica che hanno questi parametri è quella di mantenere pressoché costanti le condizioni termodinamiche totali all'ingresso (Fig. 54). Nella legenda dei grafici seguenti "code" sta ad indicare i dati ricavati con il codice in esame, "code valid" è utilizzato per i dati ricavati dal paper, quindi con il codice validato mentre "exp" sta ad indicare i dati sperimentali

### 3.1 Gas ideale

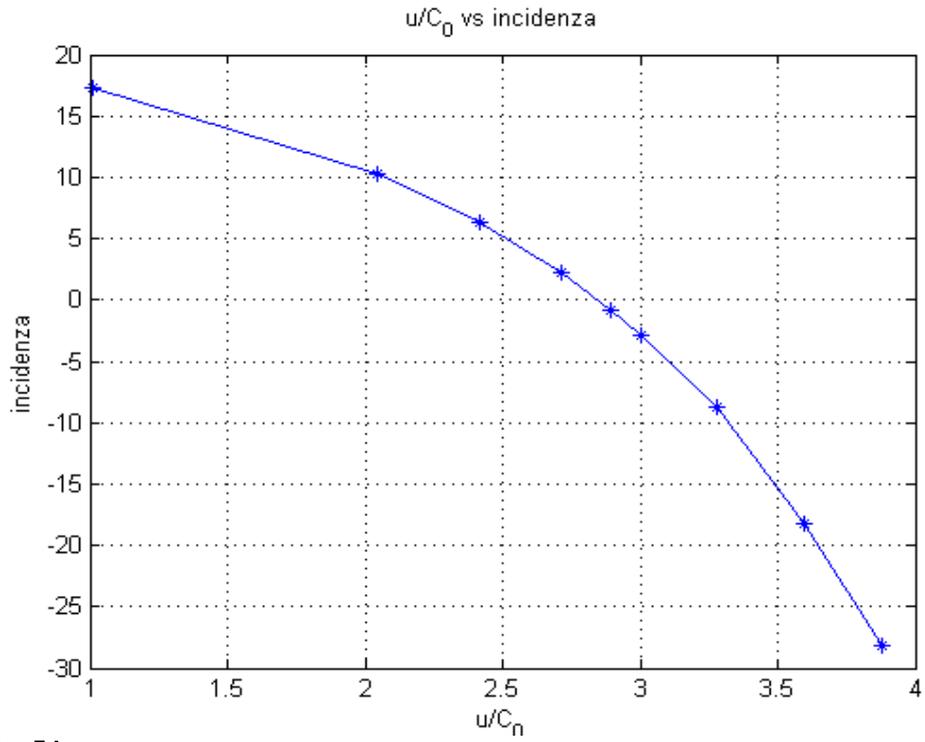


Fig. 54

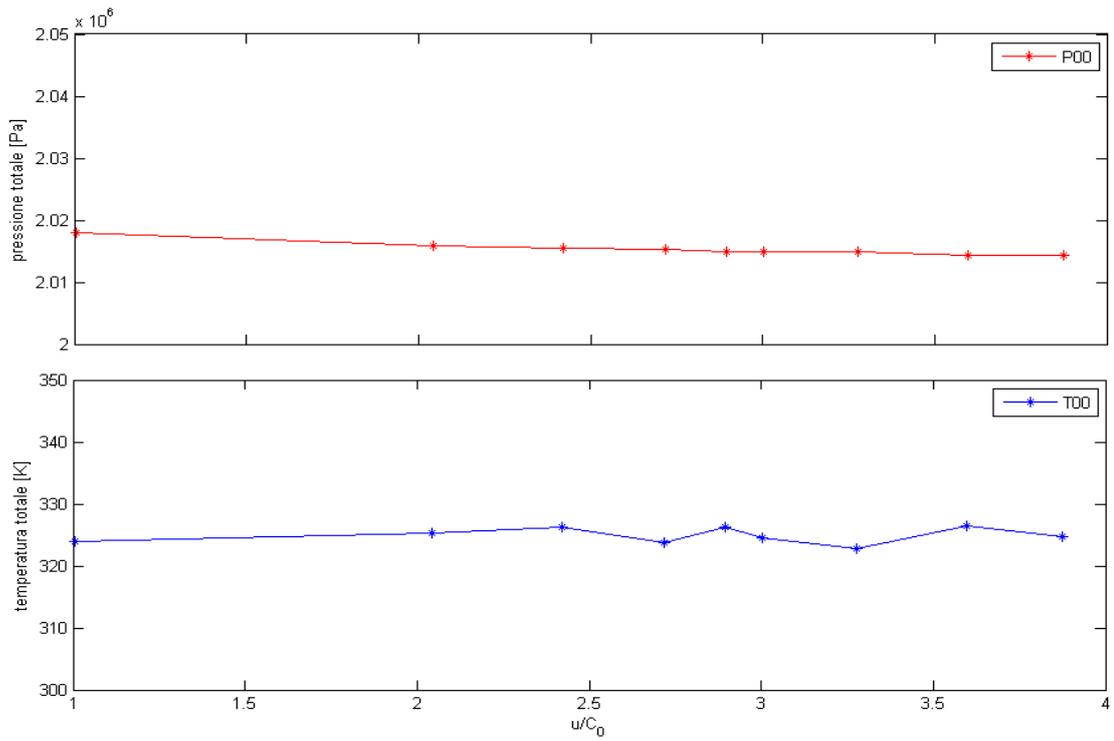
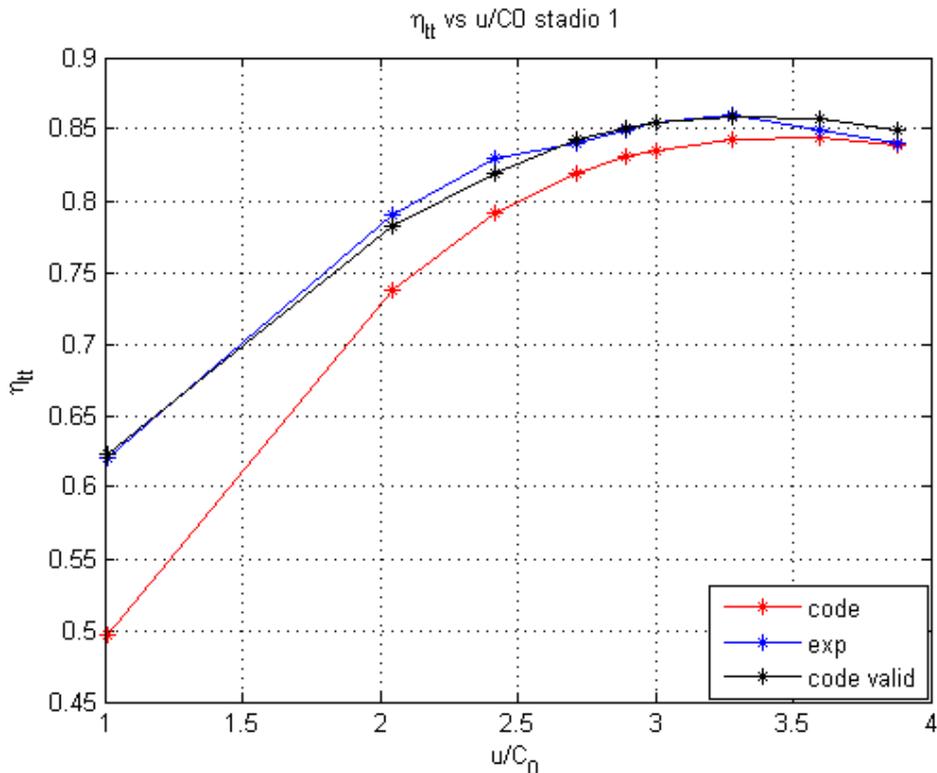


Fig. 55

### 3.1 Gas ideale



**Fig. 56**

Modificato il codice in questo modo si ottiene un avvicinamento ai risultati sperimentali ma non ancora abbastanza da permettere una validazione (Fig. 56). Studiando accuratamente il grafico di Fig. 23, si evince che, stranamente, per numeri di Mach inferiori all'unità e angoli di uscita costruttivi maggiori di  $70^\circ$  la deviazione è nulla. Questo ha delle implicazioni decisamente importanti dato che per angoli di uscita molto grandi anche una piccola variazione fa cambiare di molto la velocità (in quanto proporzionale all'inverso del coseno). Così si è passati a testare altri tipi di correlazioni per stimare le deviazioni all'uscita che fossero più aderenti al senso fisico del fenomeno. Si riportano di seguito i dati ricavati per la condizione nominale e per i due estremi. Dalla Tabella 5 (gli angoli sono misurati in gradi a partire dalla direzione assiale, mentre le velocità, riferita all'angolo di Fig. 23 modificato, è misurata in metri al secondo) si nota che (tenendo presente la lontananza dalla curva sperimentale):

- Essendo le geometrie delle pale sempre uguali per i vari casi e cambiando di poco il numero di Mach la deviazione è circa costante per le varie condizioni testate;
- Come scritto in precedenza, la versione base del programma che legge il grafico di Fig. 23 crea un angolo del flusso in uscita dal rotore maggiore dell'angolo costruttivo;

### 3.1 Gas ideale

- Sempre con riferimento al grafico in Fig. 23, si nota, come detto, che per angoli maggiori di  $70^\circ$  la deviazione è nulla, ma coerente con i risultati sperimentali per i casi con  $u/C_0$  pari a 2.72 e 3.88;
- Confrontando i valori delle velocità con quelli in Tabella 3 si nota che c'è maggiore differenza per angoli di incidenza maggiori ( $u/C_0$  inferiori) e dopo un lento processo di affinamento è stato deciso di adottare, per il rotore, la deviazione data in Fig. 22 nei casi in cui l'incidenza sia maggiore di  $12^\circ$ , infatti la velocità W2 calcolata in questa maniera per il caso di  $u/C_0$  pari a 1 risulta 89.26 m/s, avvicinandosi al caso reale.

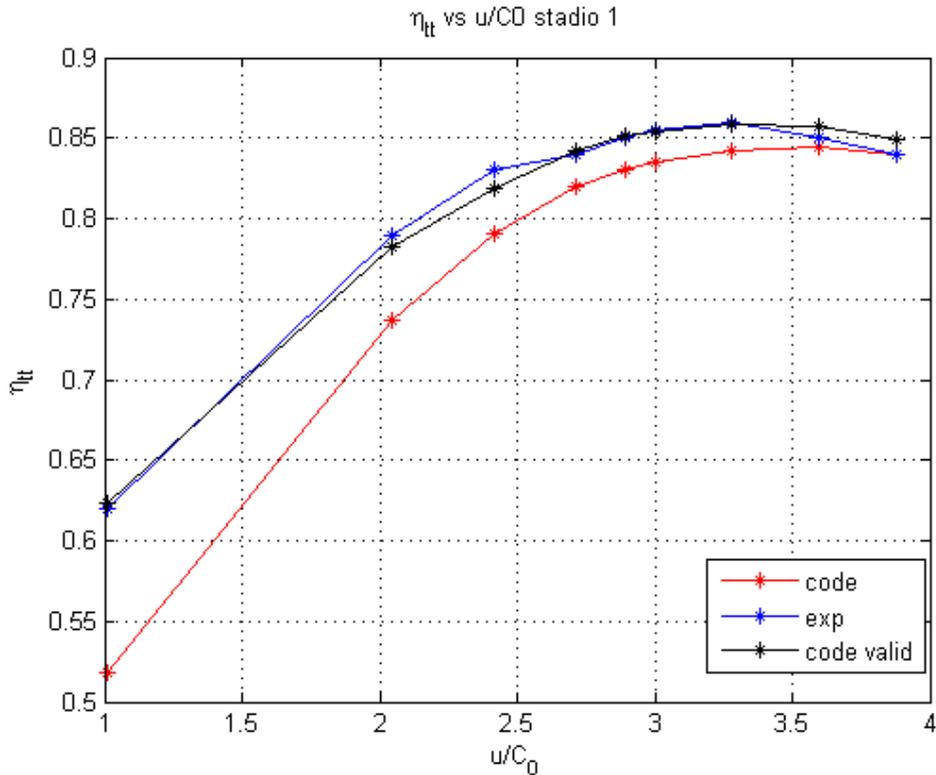
**Tabella 5**

		$u/C_0$	<b>1.00</b>	<b>2.72</b>	<b>3.88</b>
Alfa 1 (uscita statore)	Costruttivo		75.2	75.2	75.22
	Constant		65.2	65.2	65.2
	Fig. 23		75.2	75.2	75.2
	Fig. 23 mod		75.2	75.2	75.2
	Fig. 22		65.2	72.5	72.5
	Velocità C1		196	174	167

Beta 2 (uscita rotore)	Costruttivo	-63	-63	-63
	Constant	-47	-47	-47
	Fig. 23	-64	-64	-64
	Fig. 23 mod	-61.8	-61.8	-62
	Fig. 22	-59.5	-59	-59.5
	Velocità W2	97.5	88	85.6

Apportando, al programma, la modifica descritta nell'ultimo punto è possibile notare un lieve miglioramento della curva del rendimento per incidenze molto positive (vedasi i due punti più a sinistra del grafico) ma ancora decisamente inferiore rispetto a quella sperimentale per la maggior parte dei punti (Fig. 57).

### 3.1 Gas ideale



**Fig. 57**

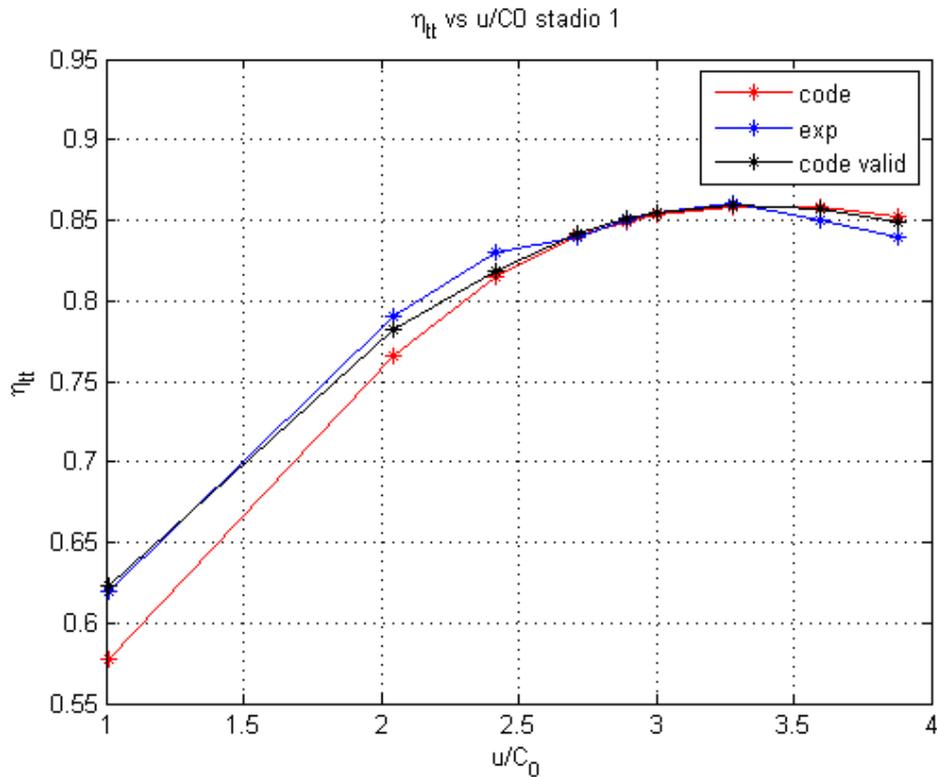
La causa di questa discrepanza può essere la ridondanza di altri fattori di perdita, a questo proposito si è notato che, per descrivere le perdite per flussi di estremità (che fanno parte del secondo gruppo) sono state usate le relazioni di Dunham e Came, queste correlazioni vanno a sovrapporsi con la perdita per fuga esposta da Craig e Cox. Eliminando completamente la perdita per fuga il rendimento migliora nettamente ma non è più possibile calcolare il lavoro scambiato reale in quanto Dunham e Came non tengono conto della percentuale di portata di fuga, utilizzando viceversa soltanto la perdita per fuga il rendimento supera quello reale. Dopo una serie di accertamenti mirati, alla fine della procedura di validazione si è potuto affermare che l'impostazione migliore con cui lavorare è data, per il nostro caso (cioè con pale bendate con 2 labirinti per il rotore e 1 soltanto per lo statore) dalla sola presenza delle perdite di fuga, infatti, come spiegato nel paragrafo (2.1.4 Perdite nei giochi di estremità), per pale bendate non ha senso parlare di vortici a staffa.

Altri casi trattati in letteratura hanno permesso di concludere che, per migliorare l'efficacia del programma si debbano utilizzare:

- Correlazioni di Dunham e Came per pale senza bendaggio per le perdite dovute ai giochi di estremità sommate alle perdite di fuga;
- Correlazioni di Craig e Cox per pale bendate o con labirinti per le perdite di fuga e perdite per giochi d'estremità nulle;

### 3.1 Gas ideale

Diversamente si rischierebbe di sottostimare eccessivamente il rendimento. Avendo cura di apportare le suddette modifiche al programma si ricavano i risultati visibili in Fig. 58,



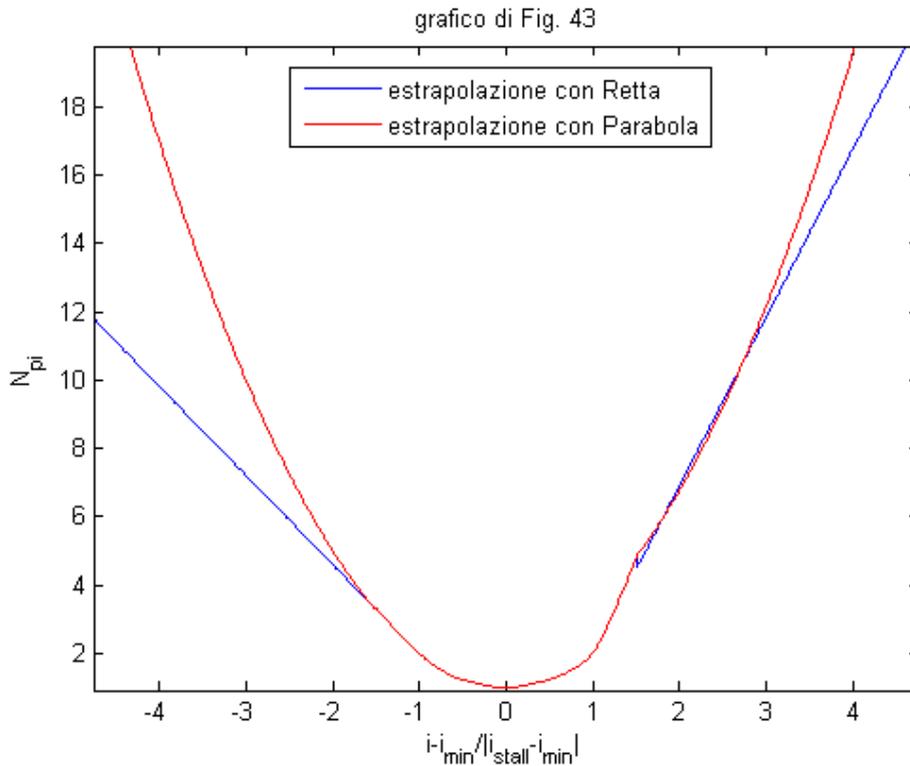
**Fig. 58**

decisamente migliori per incidenze negative, seppur con scostamento invariato per incidenze positive. Riverificando con scrupolo il procedimento di Craig e Cox si procede con l'isolare i fattori di perdita che dipendono dall'incidenza positiva e si nota che la parte da analizzare più approfonditamente è quella delle perdite di profilo: il coefficiente  $N_{pi}$  con l'annesso grafico di Fig. 41 e lo specifico procedimento per ricavarlo.

Dal programma emerge infatti che i valori di  $N_{pi}$  sono eccessivamente grandi per i punti con più basso valore di  $u/C_0$  rispetto ai successivi. Indagando più in dettaglio si osserva che i valori forniti dal programma, per l'ascissa del diagramma di fig. 43, eccedono il range di tale figura, dovendo quindi venire estrapolati matematicamente. L'estrapolazione utilizzata dovrebbe consistere in due rette tangenti al diagramma nei punti di ascissa 1.5 e -1.5. Plottando questo grafico, però, si osserva una discontinuità nel punto di ascissa 1.5 (Fig. 59). Pertanto si cerca di creare un'estrapolazione più fedele al grafico di partenza: dato che lo stesso assomiglia molto ad una parabola per valori negativi di ascissa si è pensato di utilizzare la stessa parabola anche al di fuori del range, mentre per

### 3.1 Gas ideale

valori positivi di ascissa si è pensato di utilizzare la stessa parabola soltanto traslata in maniera da non creare discontinuità nel punto di congiungimento (Fig. 59). Tale soluzione, per quanto plausibile non porta a nessun miglioramento dal momento che i valori di  $N_{pi}$  così ricavati sono senz'altro maggiori di quelli ricavati con il precedente metodo.



**Fig. 59**

Per individuare una soluzione, si è ricordato che la “figura di merito” con la quale variano le perdite per incidenza è  $(i - i_{min})^2$ . Si è quindi sfruttata tale informazione, unitamente all’indicazione dell’ascissa del diagramma di fig. 43, per creare la correlazione semplificata  $N_{pi} = 1 + [(i - i_{min}) / |i_{stall} - i_{min}|]^2$ . Si è quindi testata la soluzione proposta, con eccellenti risultati in termini di rendimento totale-totale dello stadio (Fig. 61). Si osserva, infatti, la quasi sovrapposizione delle due curve azzurra e rossa rispettivamente create con la sostituzione della parabola al grafico di Fig. 41 e con il codice validato (vedi paper) (Fig. 61).

### 3.1 Gas ideale

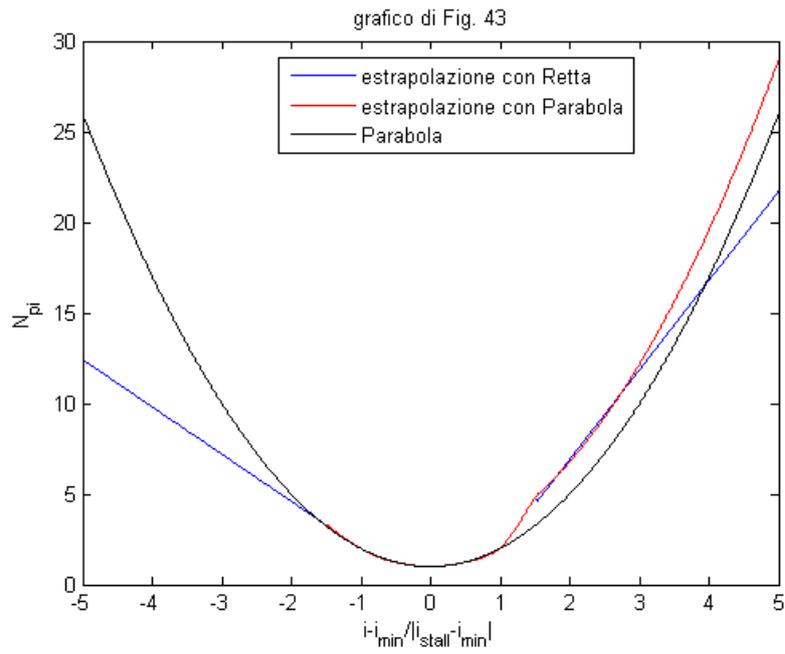


Fig. 60

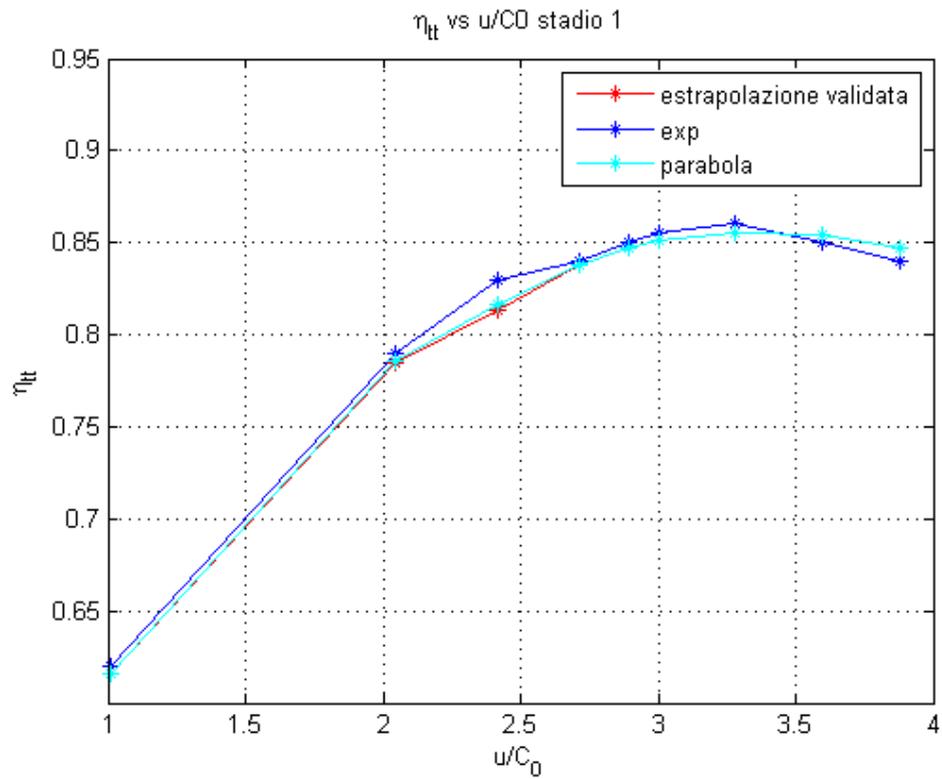
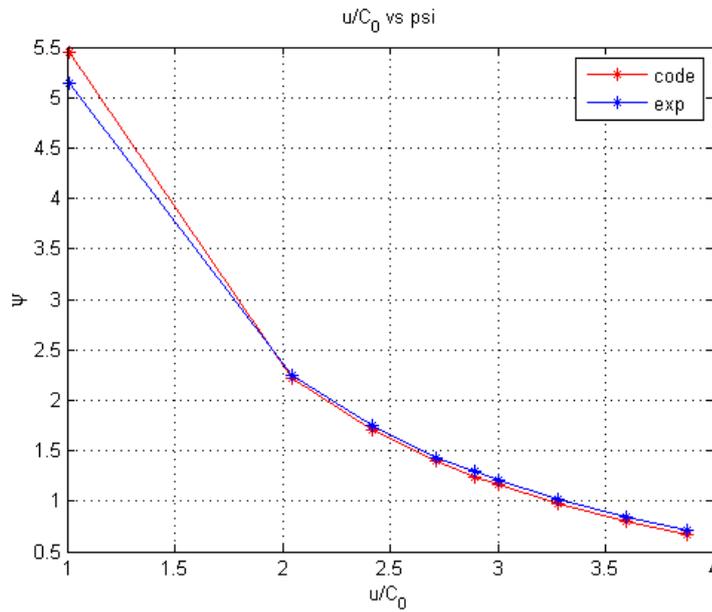


Fig. 61

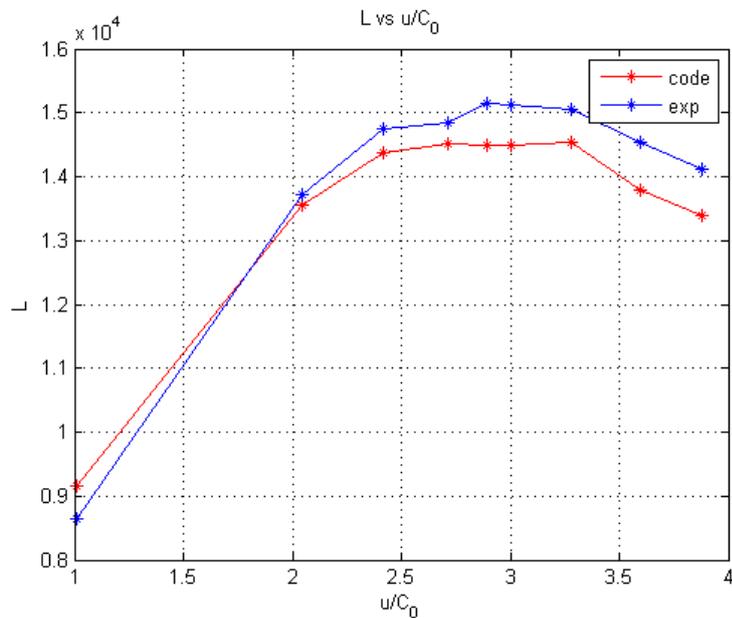
### 3.1 Gas ideale

Si plottano ora i grafici di tutte le grandezze sperimentali ricavabili dal paper per confrontarle con quelle create dal codice. Qualora tali grandezze risultassero adeguatamente coerenti, il programma potrà dirsi validato.



**Fig. 62**

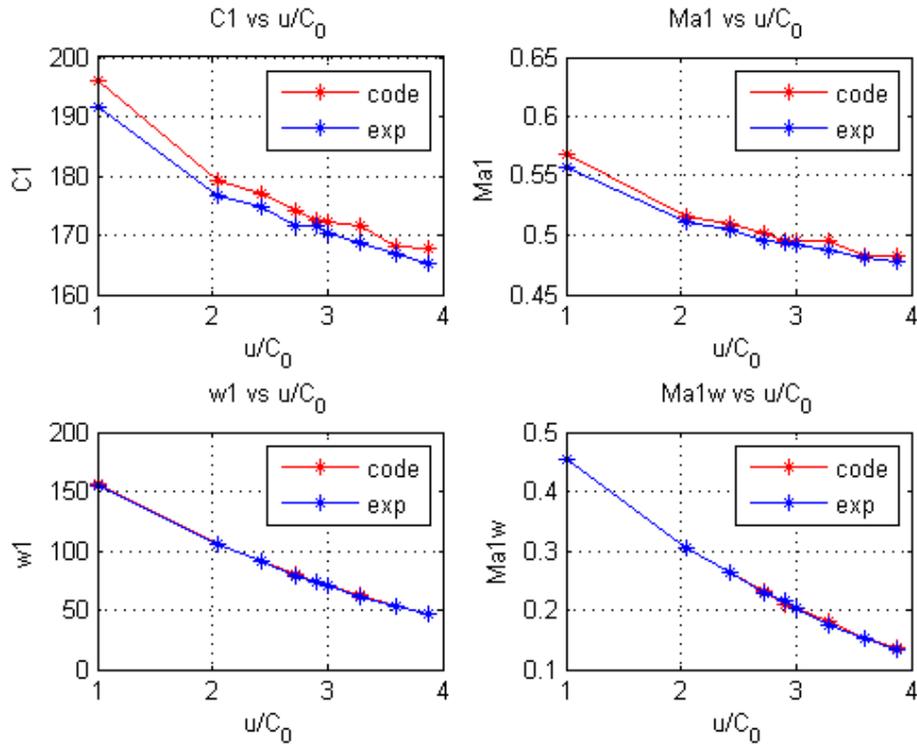
La Fig. 62 riporta in ordinata il coefficiente di lavoro rispetto al parametro introdotto in precedenza  $u/C_0$ .



**Fig. 63**

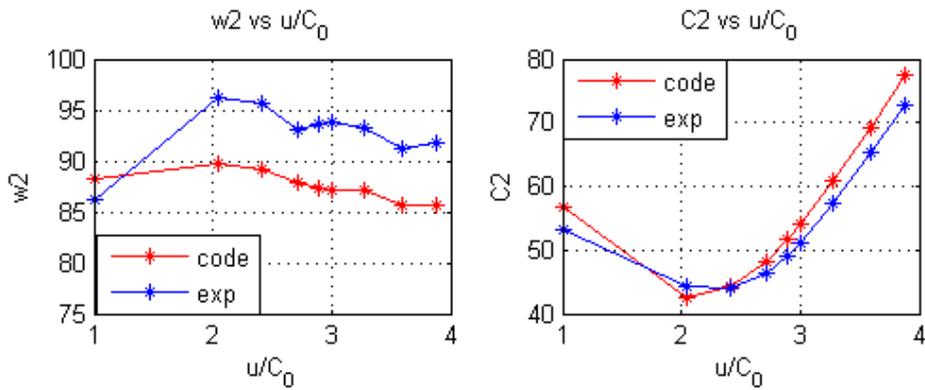
### 3.1 Gas ideale

La Fig. 63 mostra l'andamento del lavoro scambiato dallo stadio per unità di massa in  $J/kg$



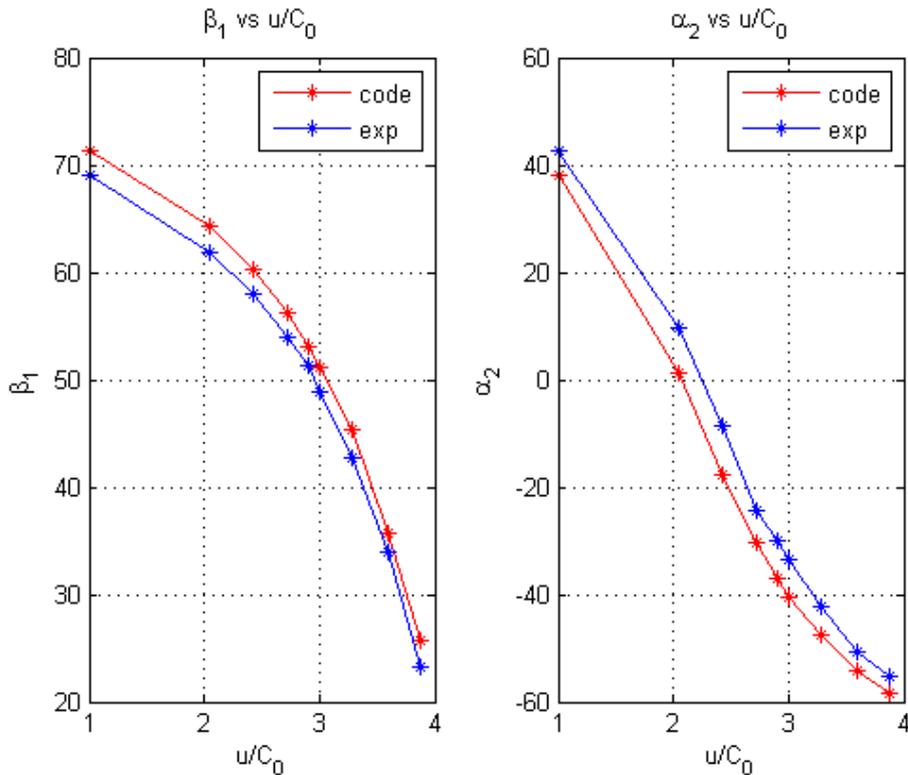
**Fig. 64**

La Fig. 64 mostra l'andamento delle velocità e dei numeri di Mach (assoluti e relativi) all'uscita dello stator mentre la Fig. 65 soltanto le velocità all'uscita del rotore in  $m/s$ .



**Fig. 65**

### 3.1 Gas ideale



**Fig. 66**

La Fig. 66 riporta gli angoli del flusso in gradi, il pedice 1 indica la sezione di uscita statore-ingresso rotore, mentre il pedice 2 quella di uscita rotore,  $\alpha$  indica l'angolo della corrente assoluta mentre  $\beta$  quello della corrente relativa.

Nella figura successiva (Fig. 67) viene riportata la variazione dei fattori di perdita di pressione totale rispettivamente di statore (pedice s) e rotore (pedice r) ricavati dal codice utilizzando la relazione (già riportata nel paragrafo 2.2 I modelli di calcolo)

$$Y = \zeta' \cdot \left( 1 + k \cdot \frac{Ma_1^2}{2} \right)$$

Come detto, con il procedimento di Craig e Cox si ricavano i fattori di perdita energetica calcolati rispetto all'entalpia  $\zeta'$  ma si riporta il coefficiente di perdita di pressione totale in quanto di più immediata percezione fisica grazie alla semplice relazione

$$Y = \frac{p_0^o - p_1^o}{p_1^o - p_1}$$

In Fig. 68 è diagrammato lo stesso coefficiente  $Y$  per il rotore rispetto all'incidenza in ingresso dello stesso.

### 3.1 Gas ideale

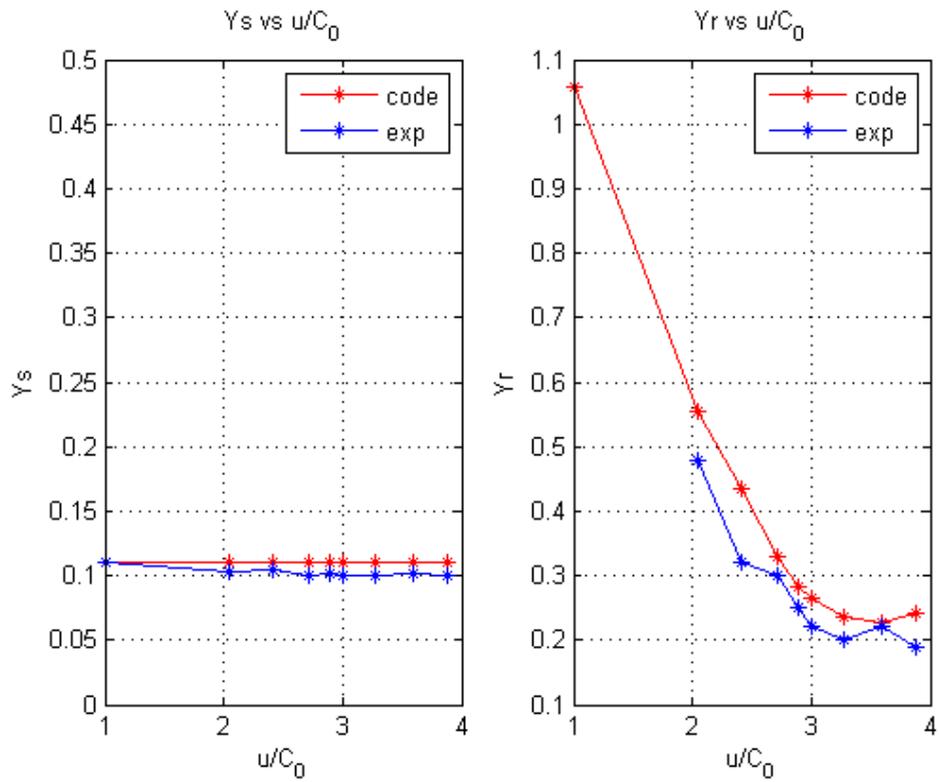


Fig. 67

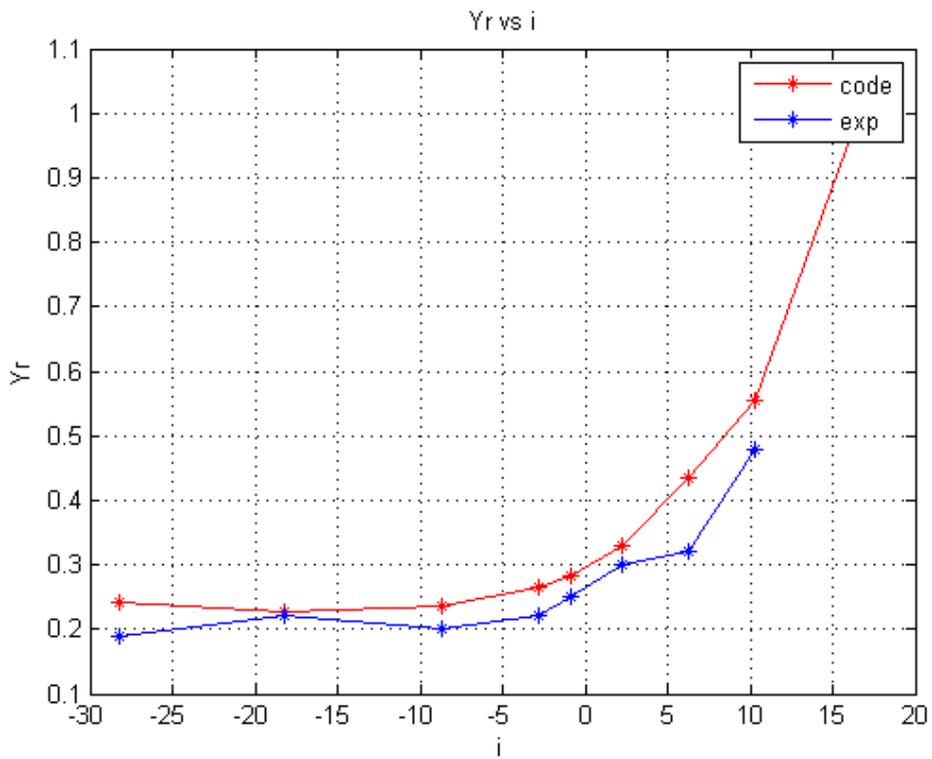


Fig. 68

### 3.1 Gas ideale

Giunti a questo punto, perché la validazione sia completa, si esegue un test sul secondo stadio, purtroppo, di questo, si conoscono meno parametri, sarà quindi giocoforza un procedimento meno approfondito.

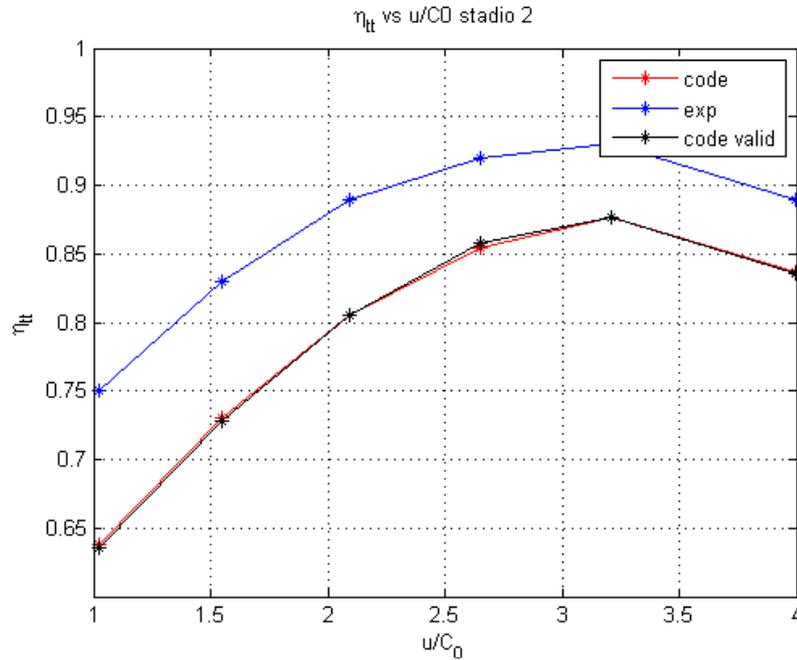


Fig. 69

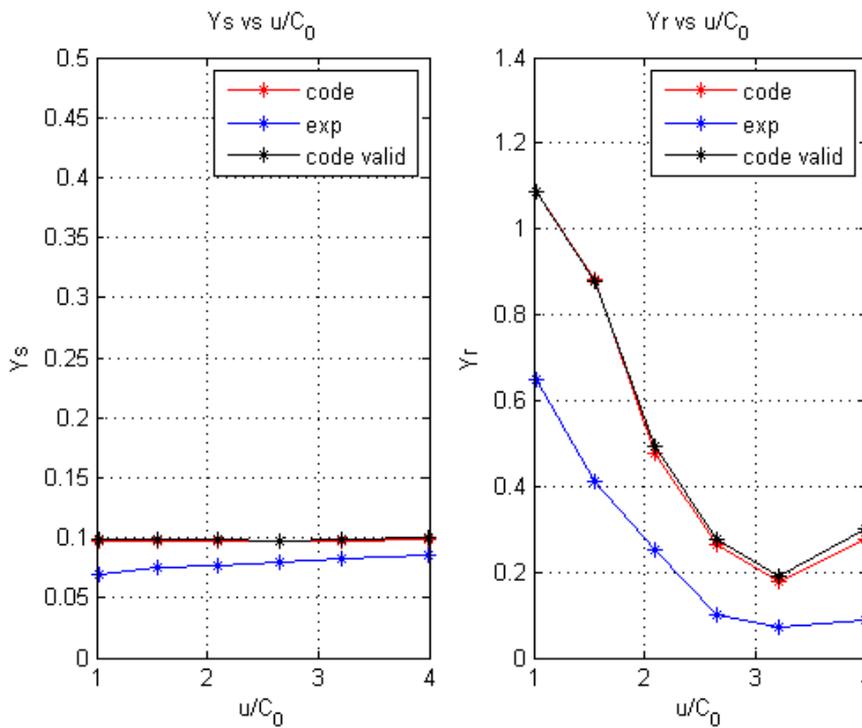


Fig. 70

### 3.1 Gas ideale

La Fig. 69 mostra che il codice, pur essendo abbastanza lontano dalla curva reale, si sovrappone perfettamente a quella del codice validato, ed inoltre copia esattamente l'andamento di quella sperimentale. Questo fatto è importante per un'eventuale ottimizzazione, in quanto, il massimo del rendimento risultante dal codice è nello stesso punto di quello reale, anche se numericamente diverso. A causa dei limiti di tempo non sarà possibile indagare le cause di questa marcata differenza di valore assoluto ma sarà uno dei principali sviluppi futuri suggeriti. Anche per quanto riguarda i coefficienti di perdita di pressione totale per statore e rotore (Fig. 70) non si notano marcate differenze fra il codice in esame e quello validato, anzi, quest'ultimo è leggermente peggiore nei punti con incidenza molto negativa. A questo punto il programma per il gas ideale può dirsi validato.

### 3.1 Gas ideale

### 3.2 Vapore

#### 3.1.1 Trasformazione multistadio a vapore

La trasformazione da gas ideale a vapore è stata eseguita mantenendo lo stesso loop iterativo sulla conservazione della portata di massa ma le correlazioni valide per il gas ideale non sono più utilizzabili per il vapore. A questo proposito si è utilizzata una funzione di Matlab chiamata "XSteam" che, nella pratica, implementa il diagramma di Mollier: imponendo due variabili termodinamiche ne trova una terza. All'interno di questa funzione vengono generate tutte le proprietà dell'acqua e del vapore secondo le tabelle IAPWS IF-97 definite per pressioni comprese tra 0 e 1000 bar e temperature tra 0 e 2000°C.

Come nel codice a gas ideale, considerando la corrente assoluta per lo statore e la corrente relativa per il rotore è possibile effettuare gli stessi calcoli delle perdite per le due schiere. L'algoritmo iterativo implementato esegue, similmente al processo per il gas ideale, i seguenti passaggi:

- Condizioni in ingresso fissate, sia totali che statiche poichè si conosce la velocità;
- Si fissano le condizioni di primo tentativo quali: velocità assiale costante fra ingresso e uscita, angolo del flusso uguale all'angolo costruttivo, trasformazione isoentropica ( $C_{m0} = C_{m1}$ ,  $\alpha_1 = \alpha_{1c}$ ,  $S_0 = S_1$ );
- Si trova quindi la velocità assoluta per fissare l'entalpia statica di uscita, sapendo che l'entalpia totale si conserva;
- Tramite entalpia ed entropia si ricava il punto 1 reale;
- Si calcolano le perdite e si sottraggono all'entropia del punto 1 per ricavare il punto 1 isoentropico, con l'entropia del punto 0;
- Si ricalcola la pressione  $1_{is}$  e, sapendo che il punto 1 si trova sulla stessa isobara, calcolata tale pressione e nota l'entalpia  $H_1$  identivo il nuovo stato 1;
- Dallo stato 1 appena ricavato si trova l'entropia finale (o da inserire all'iterazione successiva)
- Si calcola la densità, ed infine, conoscendo la portata e l'area di passaggio, si calcola la nuova velocità assiale in grado di soddisfare l'equazione di continuità e quindi si aggiorna questo valore;



## 3.2 Vapore

Il primo ciclo, strutturato molto semplicemente con convergenza sulla velocità meridiana, parte dalle condizioni in ingresso, assume come variabili di primo tentativo: la velocità meridiana isoentropica sia pari a quella in ingresso e l'angolo fittizio isoentropico pari a quello costruttivo. A questo punto si entra nel ciclo calcolando la velocità assoluta isoentropica:

$$C_{u1iso} = C_{m1iso} \cdot \tan \alpha_1$$

$$C_{1iso} = \sqrt{C_{m1iso}^2 + C_{u1iso}^2}$$

ricordando che nella trasformazione dello statore l'entalpia totale si mantiene costante, si ricava l'entalpia dello stato 1 isoentropico

$$H_{1iso} = H_0^0 - \frac{C_{1iso}^2}{2}$$

Tramite la funzione "XSteam", inserendo in input  $H_{1iso}$  e  $S_0$ , si ricava la pressione statica del punto 1 isoentropico, che sarà coincidente con quella del punto 1 reale.

Sempre tramite la funzione "XSteam" si ricava la densità dello stato 1 isoentropico, così da poter calcolare la nuova velocità meridiana isoentropica utilizzando l'equazione di continuità

$$C_{m1iso\ new} = \frac{\dot{m}}{\rho_{1iso} \cdot A_1 \cdot \xi}$$

Dopo aver calcolato lo scarto fra la velocità meridiana di primo tentativo e quella trovata con il procedimento illustrato si aggiorna tale valore. Infine si utilizza la Fig. 23 per aggiornare anche il valore dell'angolo in uscita. Si eseguono queste iterazioni finché il valore dello scarto non è sufficientemente basso e a quel punto si esce dal loop con lo stato 1 isoentropico precisamente definito, la cui pressione sarà coincidente con quella dello stato reale.

Per quanto riguarda il secondo ciclo, come condizioni di primo tentativo si utilizzano angolo di uscita, velocità meridiana e numero di Mach isoentropici trovati nella sezione precedente. Si entra nel loop e si calcola la velocità assoluta. Con questi dati e i parametri geometrici si calcolano le perdite del primo gruppo che vengono sommate all'entalpia del punto 1 isoentropico

$$H_1 = H_{1iso} + \text{perdite } I$$

A questo punto, conoscendo la pressione statica reale del punto 1 e la sua entalpia, tale punto è univocamente definito. Se ne trova quindi la densità per aggiornare la velocità meridiana tramite l'equazione di continuità si calcola infine l'angolo all'uscita sempre con riferimento alla Fig. 23. Quando lo scarto fra la velocità meridiana dell'iterazione  $i$ esima e quella dell'iterazione  $(i-1)$ esima scende sotto il valore del millesimo di metro al secondo il loop può considerarsi concluso avendo trovato lo stato di uscita reale.

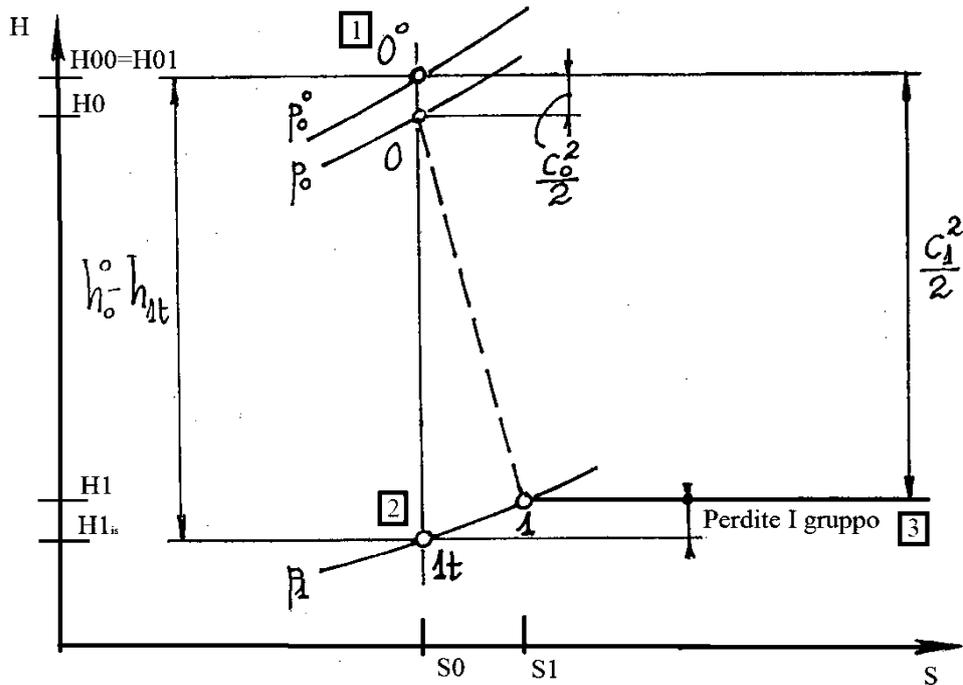


Fig. 72

La Fig. 72 riordina brevemente i passaggi illustrati: dai valori di ingresso (1), si scende in verticale di una quantità pari al carico cinetico isoentropico fino a incontrare la pressione di scarico (2) a questo punto si aggiungono le perdite e ci si muove lungo la stessa isobara per trovare lo stato reale allo scarico (3).

Per assicurarsi che queste modifiche abbiano l'effetto migliorativo desiderato il programma viene ritrasformato anche per l'utilizzo con gas ideale e si ripetono i test eseguiti per la validazione precedente. Da questi test emerge che la corrispondenza tra grandezze sperimentali e grandezze calcolate è migliore di quella eseguita in precedenza sia per il primo stadio che per il secondo, come chiaramente visibile se si confrontano i grafici delle pagine seguenti (da Fig. 73 a Fig. 80 per il primo stadio e da Fig. 81 a Fig. 83 per il secondo) con quelli del capitolo precedente (da Fig. 61 a Fig. 68 per il primo stadio e Fig. 69, Fig. 70 per il secondo).

### 3.2 Vapore

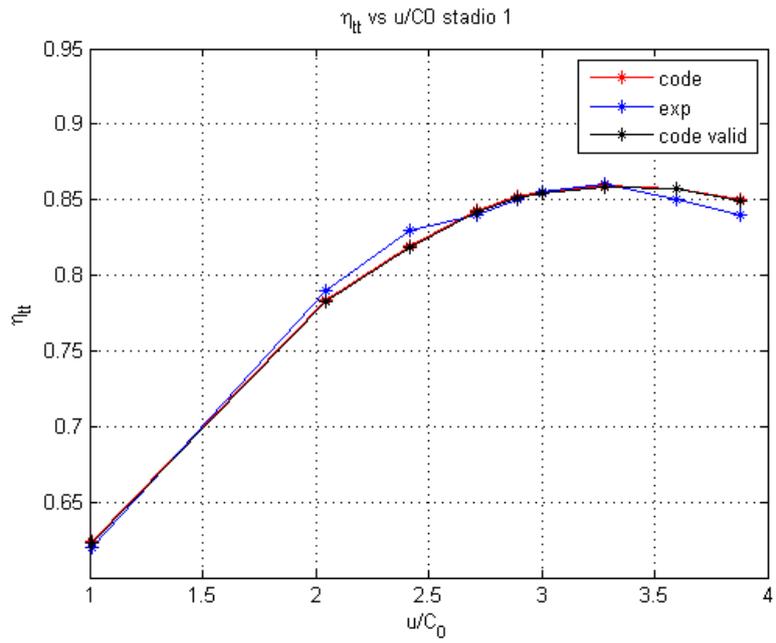


Fig. 73

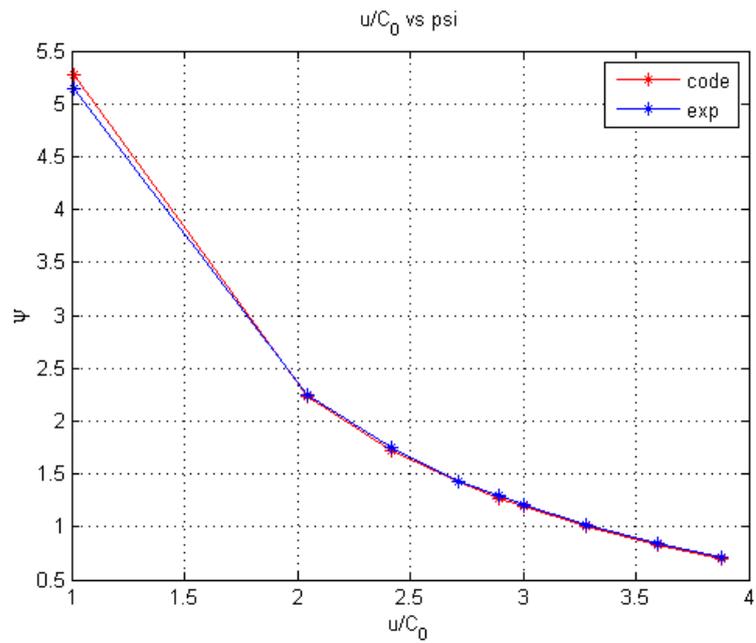


Fig. 74

### 3.2 Vapore

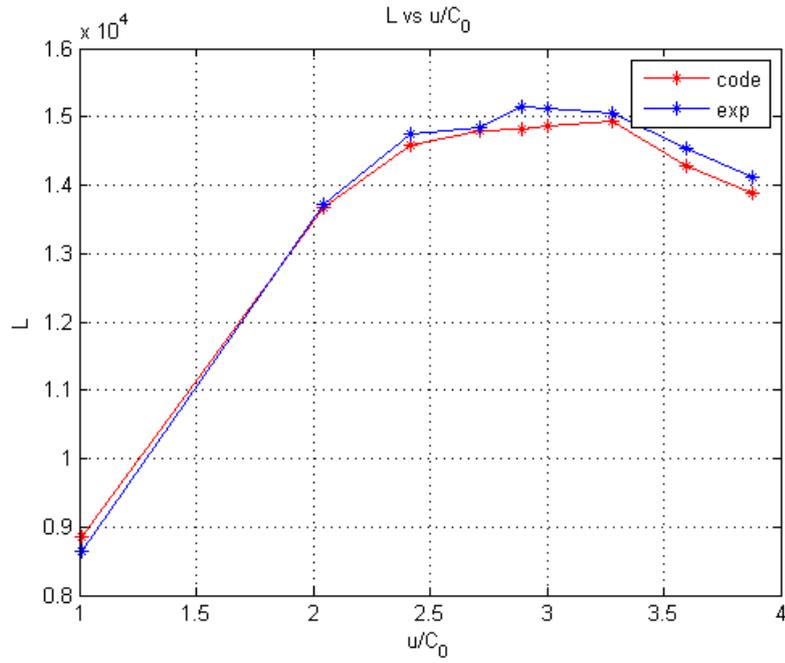


Fig. 75

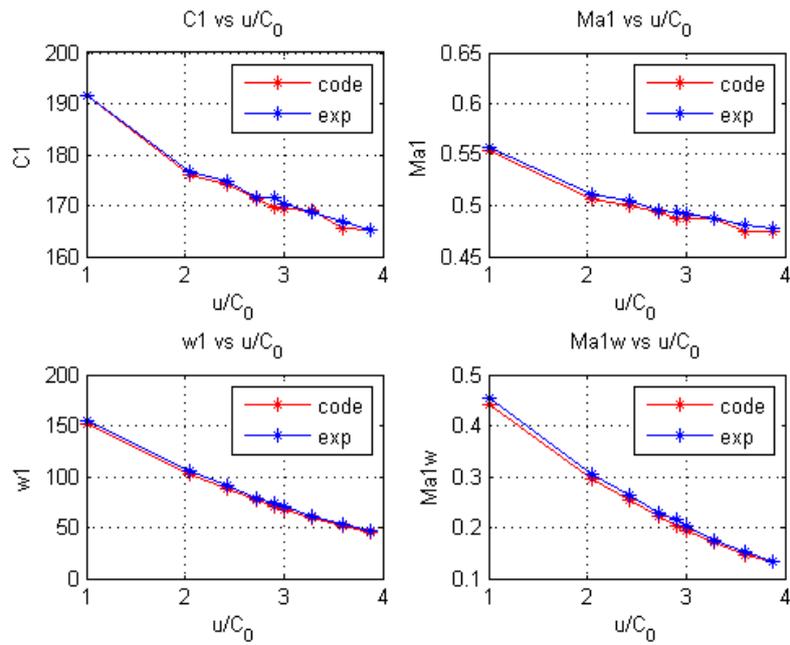


Fig. 76

### 3.2 Vapore

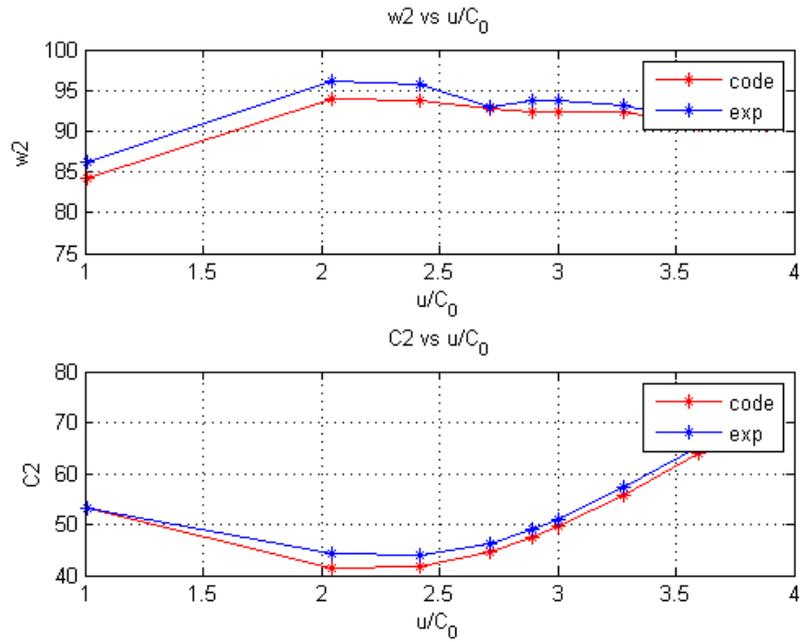


Fig. 77

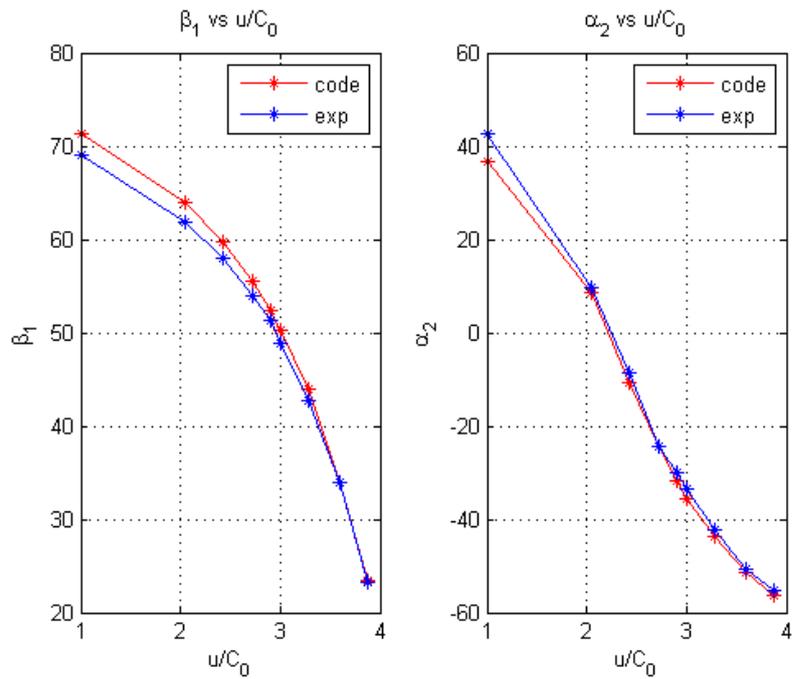


Fig. 78

### 3.2 Vapore

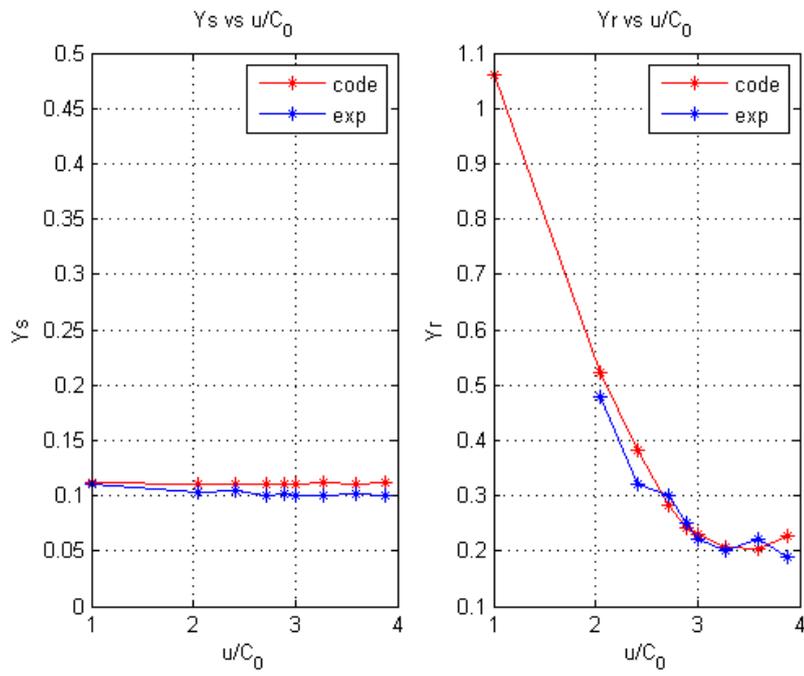


Fig. 79

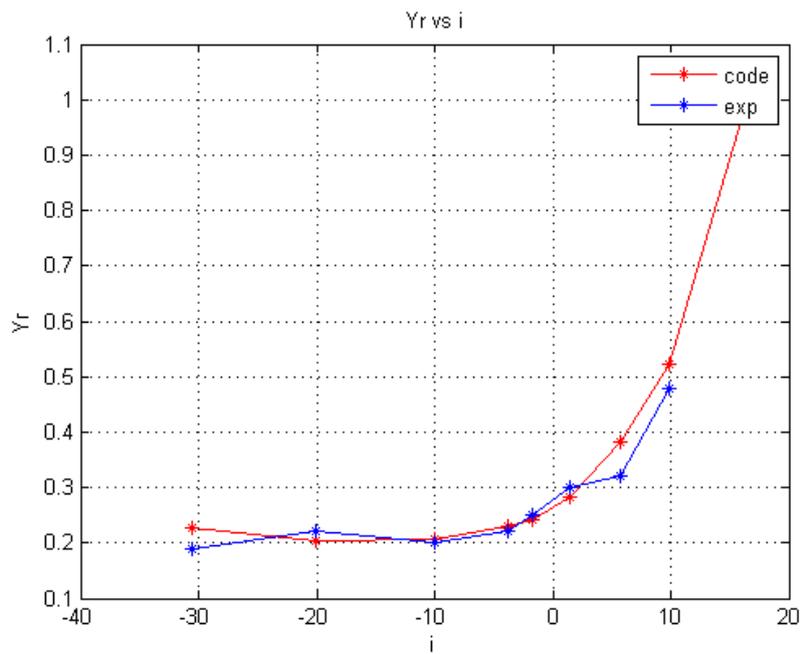


Fig. 80

### 3.2 Vapore

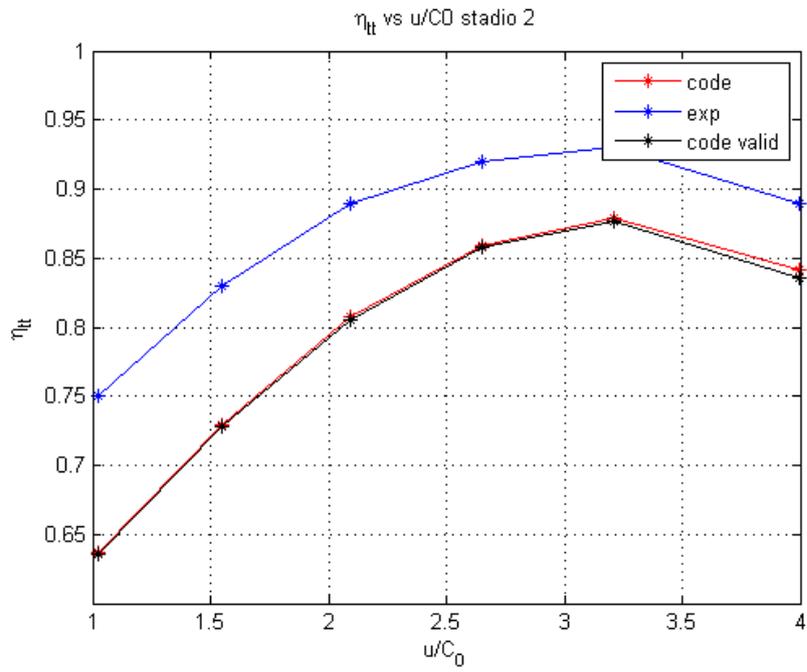


Fig. 81

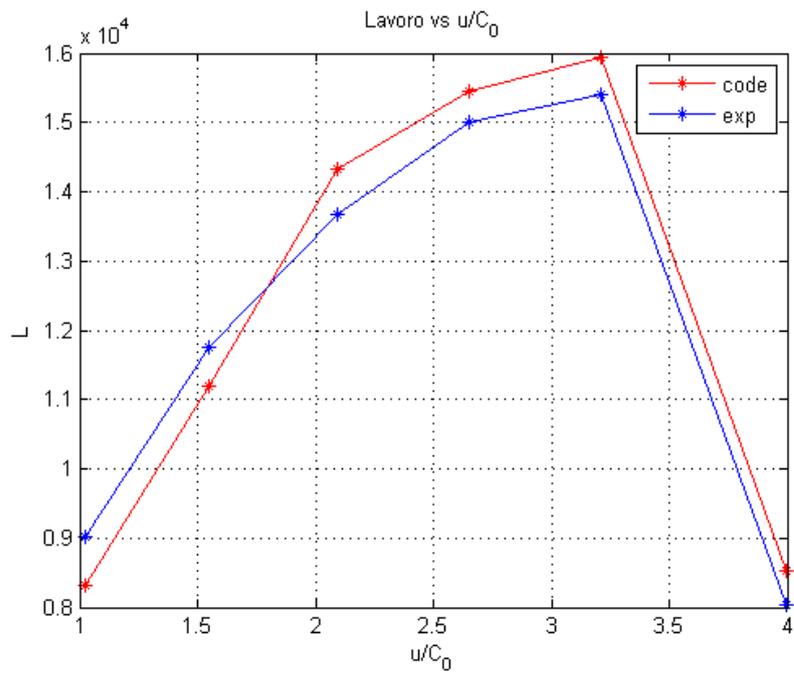
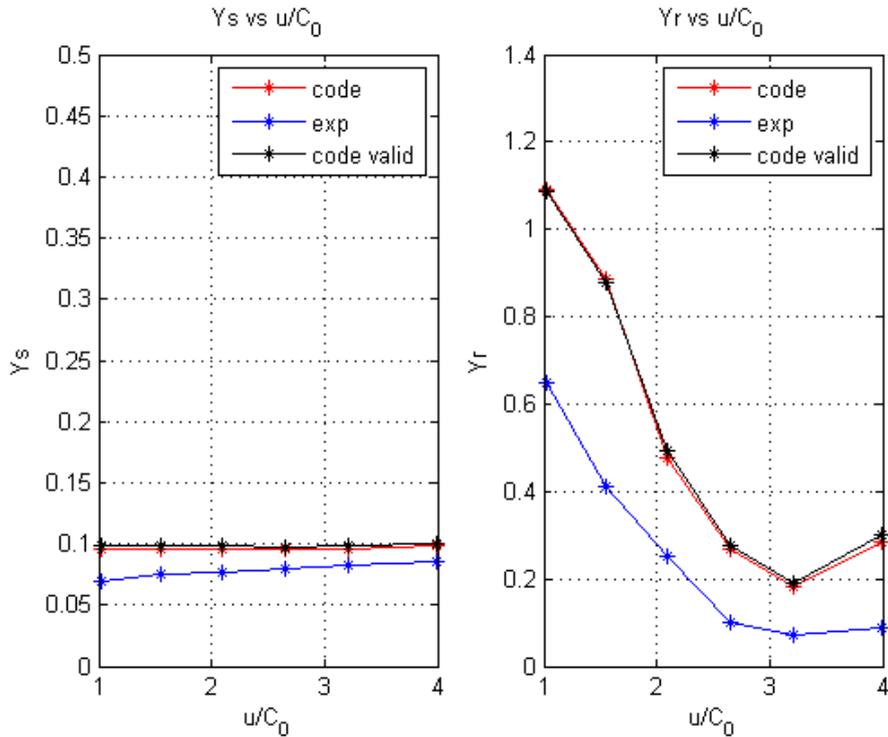


Fig. 82

### 3.2 Vapore



**Fig. 83**

Tornando a focalizzare l'attenzione sul codice operante con vapore gas reale, sono state a questo punto introdotte due funzioni che, utilizzate dopo aver individuato tutti i parametri termodinamici (mediante l'utilizzo delle correlazioni finora esposte), calcolano:

- Le perdite per parzializzazione e ventilazione, se nella parte statorica non tutta la circonferenza è utilizzata per l'immissione del fluido;
- Perdite per vapore umido, se il titolo del vapore all'ingresso dello stadio è inferiore all'unità;

Questi due tipi di perdita, già descritti in precedenza, vanno sommati alle perdite del secondo gruppo per ricavare il rendimento.

Si è inoltre modificato il codice in modo da permetterne l'utilizzo per il calcolo di macchine multistadio. Per fare ciò è stato inserito un ciclo "for" esterno al codice sviluppato finora: quando uno stadio è arrivato a convergenza, si aggiorna l'indice per lo stadio successivo e si caricano i nuovi parametri geometrici da file appositamente creati, mentre i parametri termodinamici da inserire in ingresso coincidono con quelli precedentemente calcolati all'uscita dallo stadio precedente. L'implementazione del calcolo di macchine multistadio è stata agevolata dall'uso di file esterni per il salvataggio e il caricamento di parametri geometrici e operativi relativi a ogni singolo stadio.

### 3.1.2 Validazione

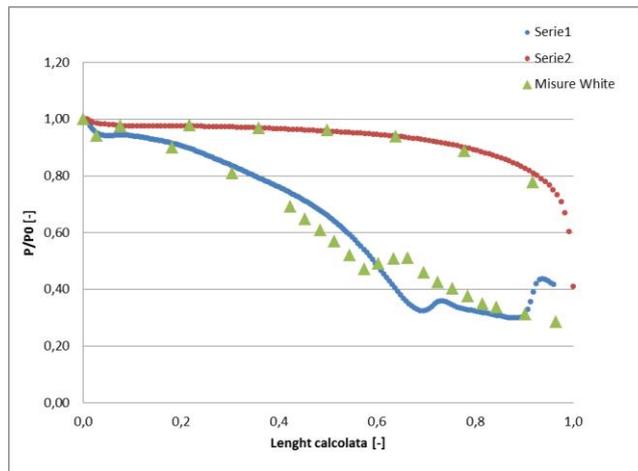
Il processo di validazione in questo caso è molto meno accurato che nel caso del gas ideale in quanto non è facile reperire dati sperimentali relativi a questo tipo di macchine. La ricerca di tali dati è molto difficoltosa e nei rari casi in cui si trovano, le prove eseguite non sono sufficientemente approfondite da poter permettere una solida validazione del codice in esame. A tal proposito si è anche chiesto aiuto all'azienda per cui si sta sviluppando il progetto, ma anche in questo caso i dati fornitici non sono stati abbastanza dettagliati per permettere una validazione.

Ad ogni modo, si sono utilizzate le informazioni presenti nel paper [6], che tratta delle perdite su una schiera di pale investite da vapore umido. Inizialmente si è tentato di riprodurre tramite il codice di calcolo le condizioni dell'articolo (scegliendo i casi con maggiore grado di surriscaldamento del vapore). Non si è però riusciti a far convergere il calcolo stesso, a causa dell'impossibilità di ricavare la velocità del suono alla pressione e temperatura di uscita del fluido dalla schiera. Il problema, infatti, era dovuto alla mancanza di tale valore, nella funzione XSteam.

È stato quindi necessario trovare un'altra via per ricavare i dati necessari alla validazione del codice. Data l'irreperibilità di altri test case oltre a quelli in nostro possesso, si è deciso di procedere come segue: si sono sfruttate le informazioni presenti nel paper [6] per validare una mesh e un corrispondente set di impostazioni per l'impostazione e l'esecuzione di simulazioni cfd della schiera in oggetto (ciò è stato possibile, disponendo del supporto di un gruppo di ricerca facente capo al relatore di questa trattazione); ottenute quindi mesh e impostazioni di calcolo validate, si sono sfruttate tali informazioni per portare a termine una serie di simulazioni in stati termodinamici sufficientemente lontani dai "bordi" delle tabelle implementate nella funzione XSteam, rendendo possibile l'utilizzo di tale funzione all'interno del codice monodimensionale per i nuovi casi calcolati.

La validazione è stata portata a termine confrontando gli andamenti di pressione all'intradosso e all'estradosso dei profili della schiera, ottenuti rispettivamente per via sperimentale (come da paper [6]) e mediante simulazione cfd. La sovrapposizione dei suddetti andamenti è riportata nel grafico di Fig. 84.

## 3.2 Vapore

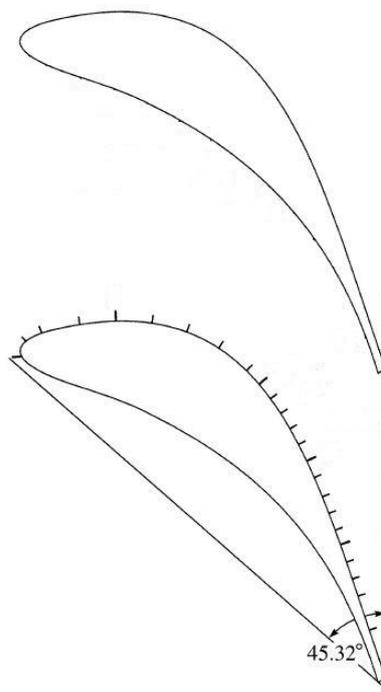


**Fig. 84**

A questo punto, disponendo del supporto della cfd (ora validata), si sono scelte due tipologie di condizioni al contorno verosimilmente realizzabili in turbine reali:

- Caso LP  $P_0^0 = 10[bar]$ ,  $T_0^0 = 300[^\circ C]$ ,  $P_2 = 9.5[bar]$
- Caso HP  $P_0^0 = 30[bar]$ ,  $T_0^0 = 400[^\circ C]$ ,  $P_2 = 24[bar]$

Per ognuno di questi due casi si sono valutate un ventaglio di incidenze che spaziano da  $-60$  a  $+60$  gradi potendo così indagare un più ampio range di funzionamento delle correlazioni di perdita, anche se difficilmente realizzabili nella pratica.



**Fig. 85**

## 3.2 Vapore

Da queste simulazioni sono state ricavate le velocità all'ingresso così da poterle inserire in input al codice di calcolo assieme allo stato totale, dato che finora utilizzato richiedeva la definizione completa dello stato di ingresso del fluido operativo, per calcolare autonomamente le condizioni all'uscita.

Il profilo dei palettamenti utilizzati (Fig. 85) è ricavato dallo statore del quinto stadio di una turbina di bassa pressione a sei stadi che produce 660 MW. In Tabella 6 sono raggruppate le principali caratteristiche geometriche del profilo. Come si nota dalla figura, per un palettamento semplicemente convergente come quello in esame, il raggio del bordo d'ingresso è molto grande, questo, quasi sicuramente, causerà degli errori quando si andranno a confrontare i coefficienti di perdita ad incidenze diverse da quella nominale in quanto il metodo di Craig e Cox non tiene conto di questo parametro geometrico.

**Tabella 6**

Span [m]	0.152
Chord [m]	0.13751
Pitch [m]	0.08759
Axial chord [m]	0.0978
Stagger angle [deg]	44.68
Aspect ratio	1.55
Solidity	1.57
Inlet angle [deg]	0
Outlet angle [deg]	71.2

Dopo aver apportato al codice di calcolo le modifiche di seguito illustrate, si sono calcolate le diverse condizioni di funzionamento simulate mediante cfd. Le modifiche rispetto alla versione precedente sono state relativamente semplici: è stata eliminata la parte relativa al rotore, dato che il caso in esame contempla la presenza soltanto di una schiera fissa; per lo stesso motivo si sono tolte le perdite di annulus e quelle di fuga. Anche le perdite per flussi secondari sono state escluse. La motivazione di tale scelta risiede nel fatto che la simulazione, considerando soltanto su un tubo di flusso compreso fra due linee di corrente poste nell'intorno della sezione media, non tiene conto di queste perdite che si creano come conseguenza di moti secondari lungo lo span della pala.

I principali risultati sono esposti nei seguenti grafici che riportano (tutti) in ascissa l'incidenza all'ingresso, mentre in ordinata:

- Entropia allo scarico [kJ/kgK] (Fig. 86)
- Entalpia ed entalpia isoentropica allo scarico [J/kg] (Fig. 87)
- Componenti assiale e tangenziale della velocità in uscita [m/s] (Fig.88)
- Velocità e numero di Mach in uscita (Fig. 89)
- Coefficiente di perdita di pressione totale  $Y_p$  (Fig. 90)

### 3.2 Vapore

- Fattore di perdita  $\zeta'$  (Fig. 91)
- Pressione di scarico [Pa] (Fig. 92)

I grafici sono stati tracciati per i due set di condizioni al contorno (LP e HP).

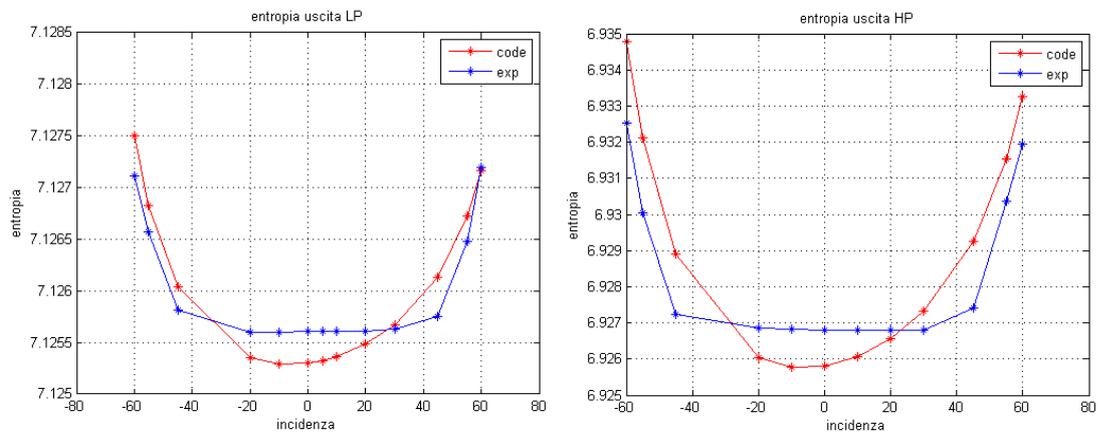


Fig. 86

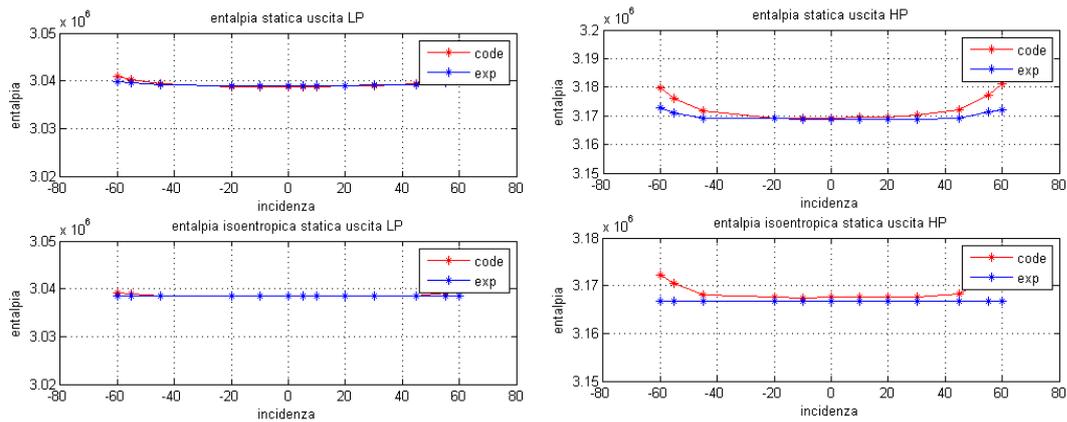


Fig. 87

### 3.2 Vapore

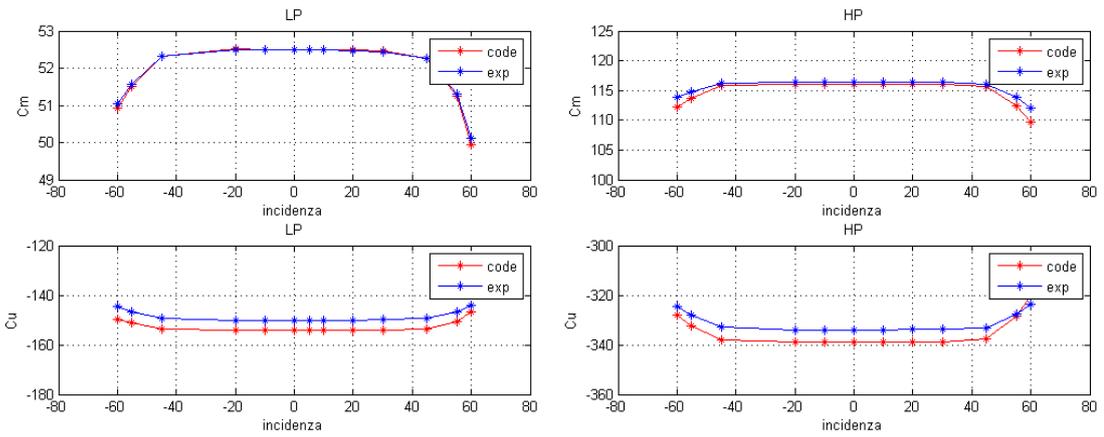


Fig. 88

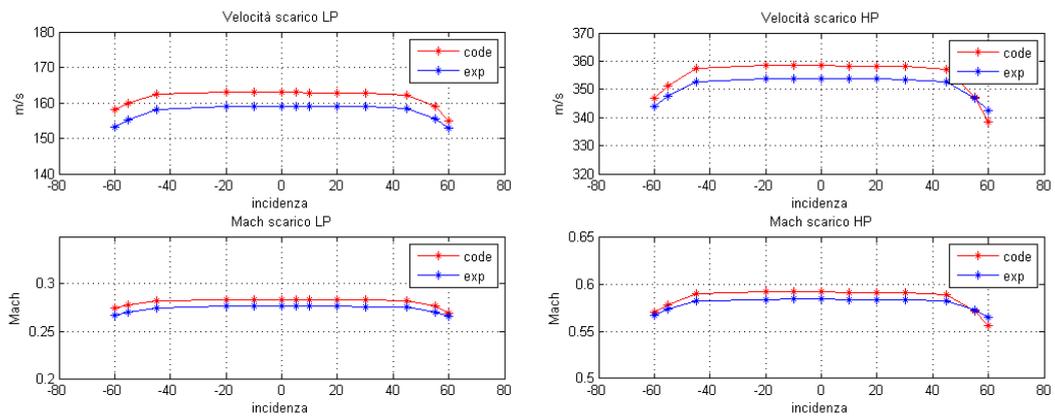


Fig. 89

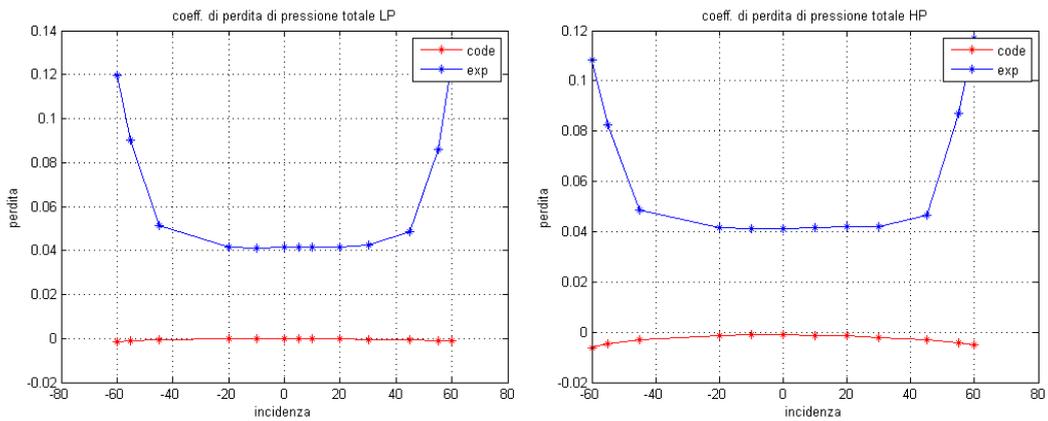


Fig. 90

## 3.2 Vapore

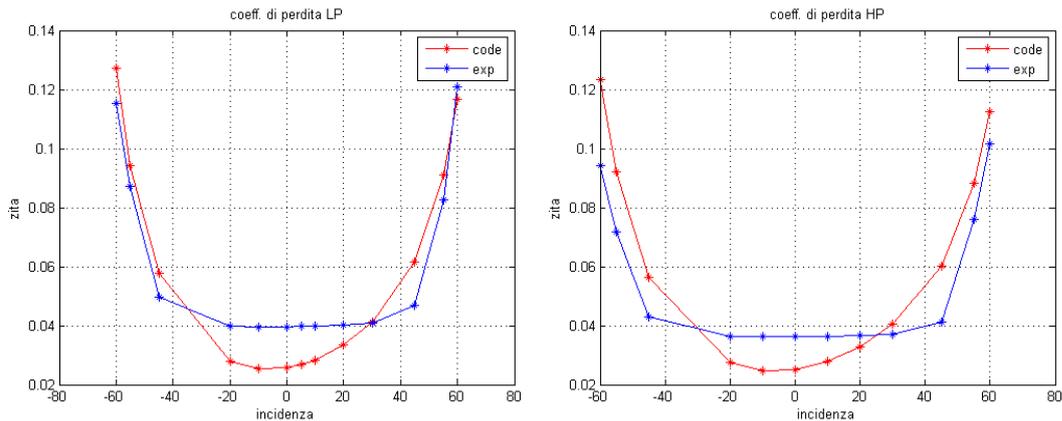


Fig. 91

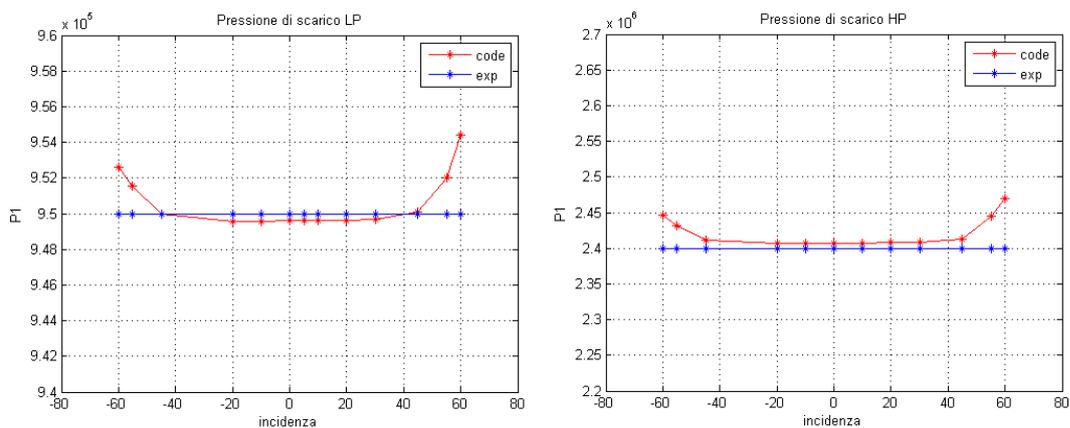


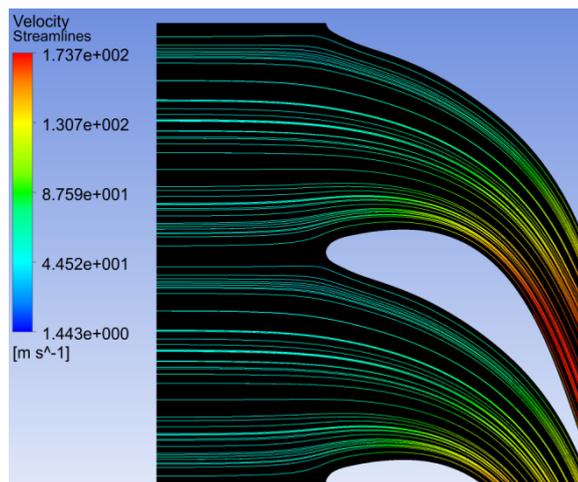
Fig. 92

Dall'analisi dei grafici riportati, è possibile fare le seguenti osservazioni:

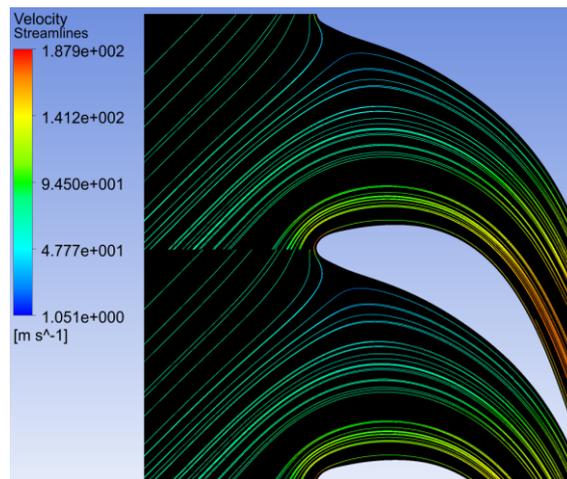
- Per quanto concerne il fattore di perdita, anche se a prima vista il risultato potrebbe non sembrare molto coerente, dopo un attento studio si è arrivati alla conclusione che, come spiegato in precedenza, la differenza fra le due curve dipende, con ottima probabilità, dal fatto che il bordo d'ingresso della pala è molto arrotondato. Tale caratteristica permette di ritardare lo stallo, garantendo un buon funzionamento della schiera anche con angoli di incidenza molto grandi, pur penalizzando le prestazioni a incidenza nulla, infatti, si nota che il coefficiente di perdita dato dalla simulazione rimane circa costante per incidenze fino a 30 gradi nel caso a pressione inferiore (lp) e fino a 45 in quello a pressione maggiore (hp) mentre per il codice di calcolo è quasi una parabola in quanto la geometria del bordo d'ingresso non ha influenza nelle correlazioni utilizzate. Allo stesso modo,

### 3.2 Vapore

però, si osserva che il valore sperimentale del coefficiente di perdita per incidenza nulla è molto maggiore di quello calcolato, confermando quanto ipotizzato poco sopra (l'estensione del range di funzionamento non stallato si realizza a discapito dell'efficienza di picco del profilo). Si osserva infine che, non appena il profilo stalla, il codice ritorna a dare buoni risultati in quanto in tali condizioni un profilo acuminato si comporta circa in maniera analoga a uno più arrotondato. Questi fatti, oltre ad essere fisicamente intuibili sono anche confermati dai risultati delle simulazioni (Da Fig. 93 a Fig. 95, rispettivamente per incidenza nulla,  $+45^\circ$  e  $+60^\circ$ ).



**Fig. 93**



**Fig. 94**

## 3.2 Vapore

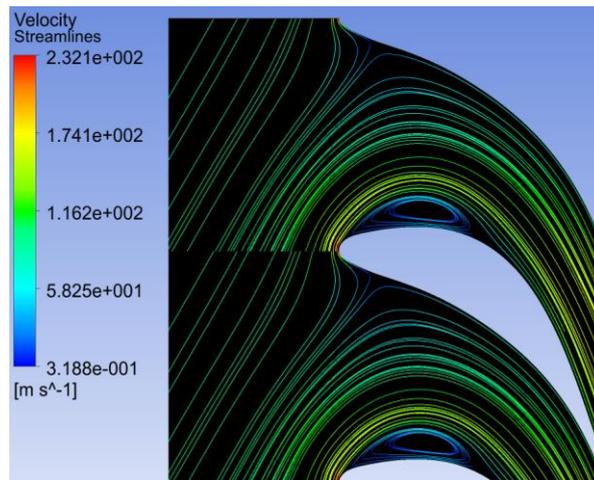


Fig. 95

- La pressione allo scarico, ottenuta come illustrato in precedenza mediante l'individuazione della trasformazione isoentropica, varia al variare delle perdite. Tale comportamento mette in evidenza un'incongruenza del codice di calcolo, dato che, per definizione, lo stato isoentropico non è influenzato da alcun tipo di perdita. Si nota inoltre che questa variazione della pressione è direttamente proporzionale alle suddette perdite. La causa di questo comportamento è stata individuata nel primo loop, in cui si ricavano le condizioni isoentropiche. Qui, infatti, il codice impone, come criterio di convergenza, che sia verificata la continuità sulla portata, portata che però, essendo "imposta" a monte e ricavata dalla simulazione, è reale, cioè influenzata dall'entità delle perdite. Pertanto, quando le perdite aumentano, la portata elaborata diminuisce e il codice reagisce aumentando la pressione allo scarico.
- Dallo studio dei grafici si nota che il coefficiente  $Y_p$  (di perdita di pressione totale), essendo negativo, è evidentemente errato. Inoltre, la velocità assoluta all'uscita è maggiore di quella ricavata con la simulazione. Come si vedrà questi due fattori non sono del tutto indipendenti.
- Come accennato, il coefficiente di perdita di pressione totale del codice risulta negativo. Ricercando la causa di questo fatto, si riscontra che la pressione totale in ingresso è inferiore a quella di uscita ovvero che la velocità assoluta allo scarico è più grande di quella isoentropica. Ciò non è chiaramente possibile se si pensa ad una trasformazione termodinamica in presenza di perdite. Questo problema origina sicuramente nel secondo loop in quanto è lì che si definisce la velocità reale di uscita. Ripercorrendo accuratamente tale ciclo si è osservato come non sia sufficiente imporre, come criterio di convergenza, l'equazione di

## 3.2 Vapore

continuità e l'angolo all'uscita poichè in tal modo si tralascia un aspetto dal quale non si può prescindere, ossia la verifica concomitante dell'equazione dell'energia, che imporrebbe la costanza degli stati totali fra uscita e ingresso.

A causa dei problemi illustrati, si è dovuta modificare radicalmente l'impostazione del codice. Tale modifica ha richiesto la sostituzione delle precedenti grandezze fornite in input al codice con le più usuali condizioni al contorno: pressione totale in ingresso, temperatura totale in ingresso, pressione statica in uscita e angolo della velocità in ingresso. La modifica così radicale di tali grandezze è stata possibile grazie alla completezza delle informazioni ottenibili dal post processing delle simulazioni effettuate. È importante osservare come, in questo nuovo caso, lo stato isoentropico-sia univocamente definito dai dati di input in quanto lo si ricava intersecando l'entropia dello stato totale con la pressione di scarico.

Il nuovo codice segue i passaggi di seguito illustrati:

- Dallo stato totale d'ingresso si ricava l'entropia  $s_0$  e quindi lo stato isoentropico all'uscita spostandosi verticalmente nel diagramma h-s fino ad incrociare la pressione di scarico;
- Dalla differenza fra entalpia totale e isoentropica si ricava la velocità isoentropica e il corrispondente numero di Mach che servirà per ottenere le perdite;
- Si entra in un loop utilizzando come condizioni di primo tentativo per la velocità e per il numero di Mach il corrispondente isoentropico, per l'angolo di uscita quello costruttivo, per la velocità all'ingresso un valore pari a 1 terzo della velocità isoentropica;
- All'interno del loop si calcolano le perdite e si sommano all'entalpia isoentropica per trovare quella reale, definendo così il punto 1;
- Dalla differenza fra entalpia totale e statica reale si ricava la nuova velocità di scarico e il corrispondente numero di Mach;
- La nuova velocità così calcolata viene confrontata con quella iniziale per ricavare lo scarto, che è il parametro utilizzato per la definizione del criterio di convergenza del loop, dopodichè la velocità viene aggiornata;
- A questo punto si calcola l'angolo di uscita con la deviazione  $e$ , da questo, la componente meridiana della velocità in uscita;
- Si entra quindi in un secondo loop interno al primo che permette di trovare le condizioni statiche all'ingresso;
- Con la variabile di primo tentativo "velocità all'ingresso" inserita in precedenza si ricava l'entalpia statica del punto 0 che ne definisce tutti i parametri;

## 3.2 Vapore

- Utilizzando la classica equazione di continuità si ricava una nuova velocità meridiana che, corretta con l'angolo di incidenza, può essere confrontata con la velocità assoluta all'ingresso trovando il parametro di scarto discriminante per questo loop.

I risultati trovati con questo nuovo codice risultano essere decisamente migliori di quanto ottenuto con la precedente versione. Tali risultati si avvicinano molto a quelli di riferimento, ottenuti mediante simulazione cfd, come è possibile osservare dai grafici seguenti (da Fig 96 a Fig 109)

### 3.2 Vapore

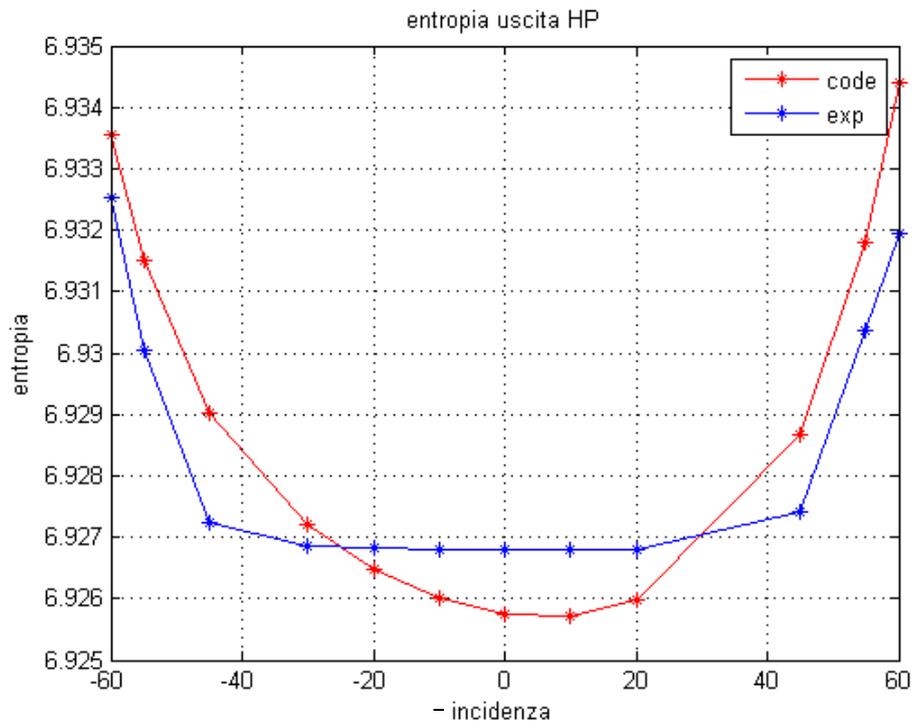


Fig. 96

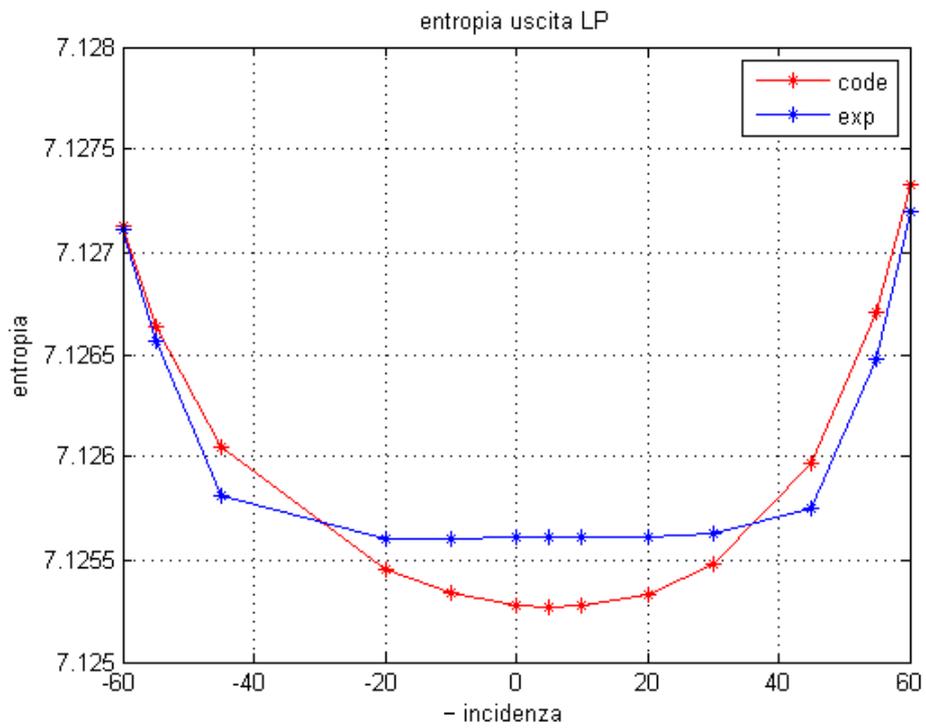


Fig. 97

### 3.2 Vapore

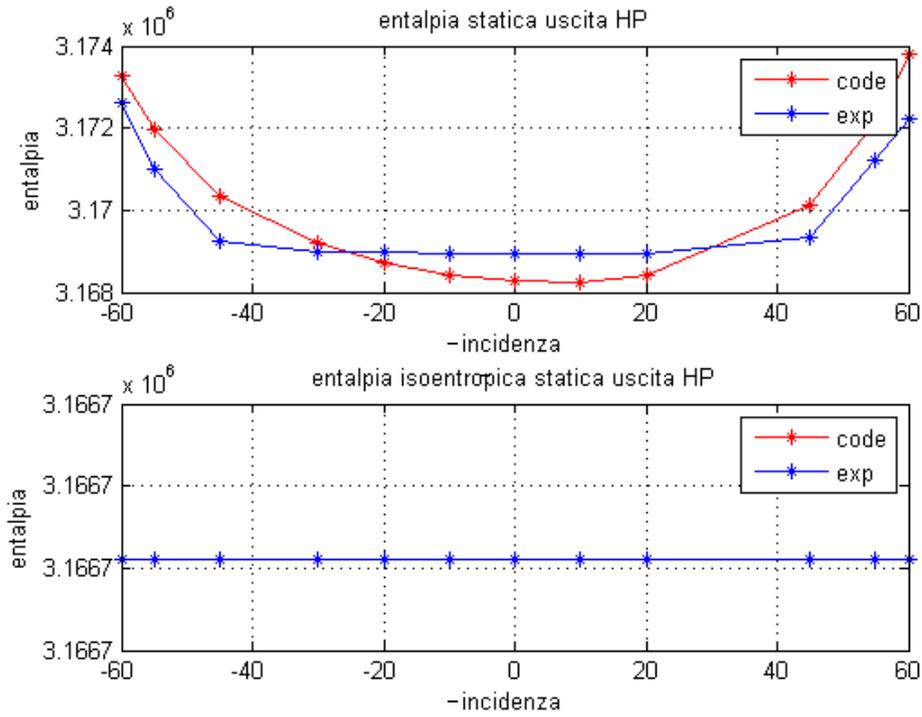


Fig. 98

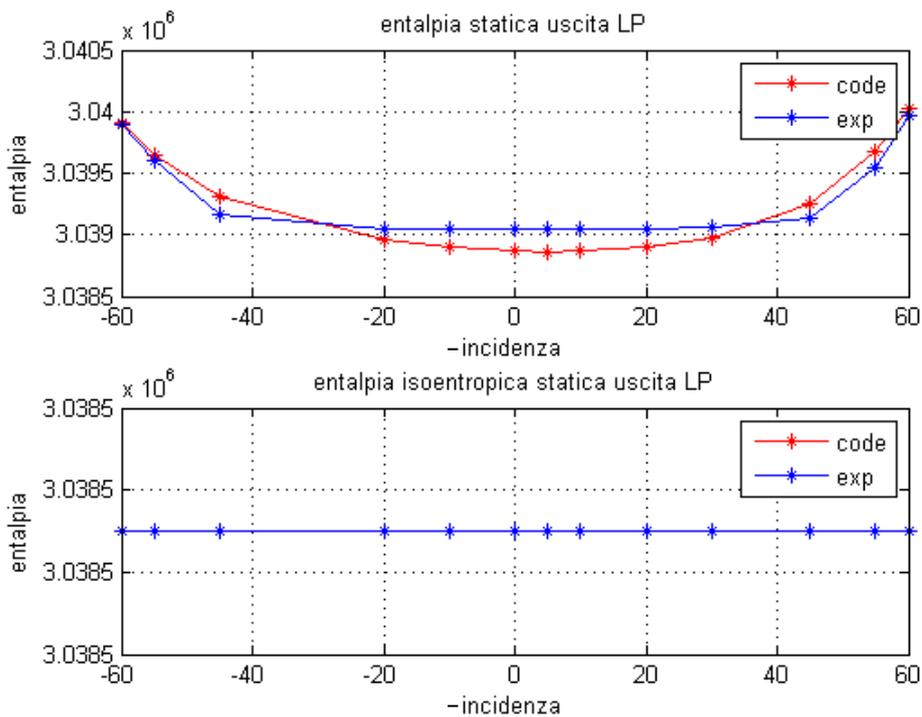


Fig. 99

### 3.2 Vapore

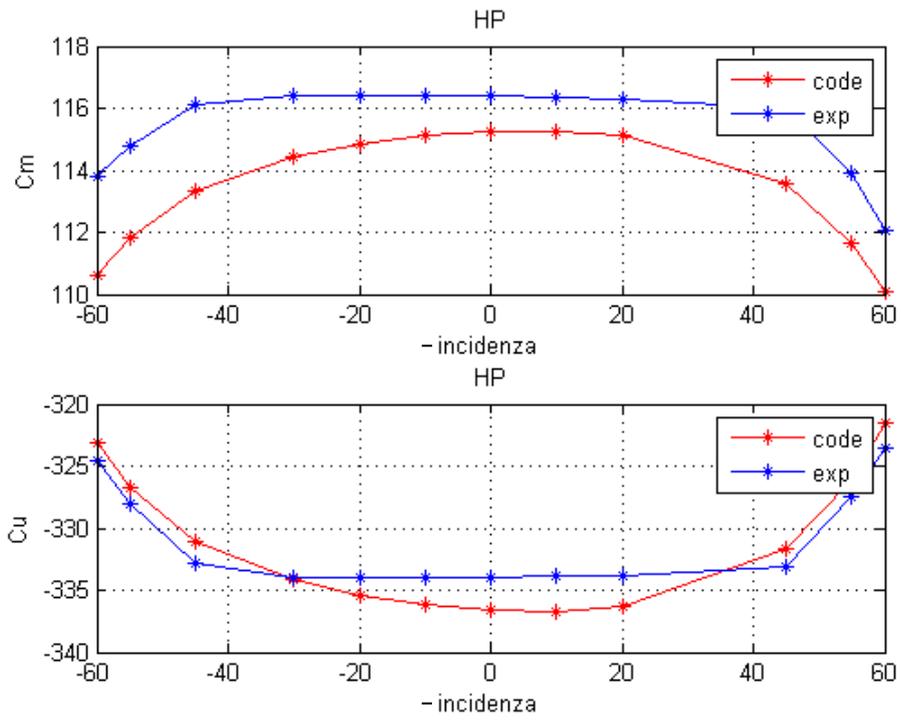


Fig. 100

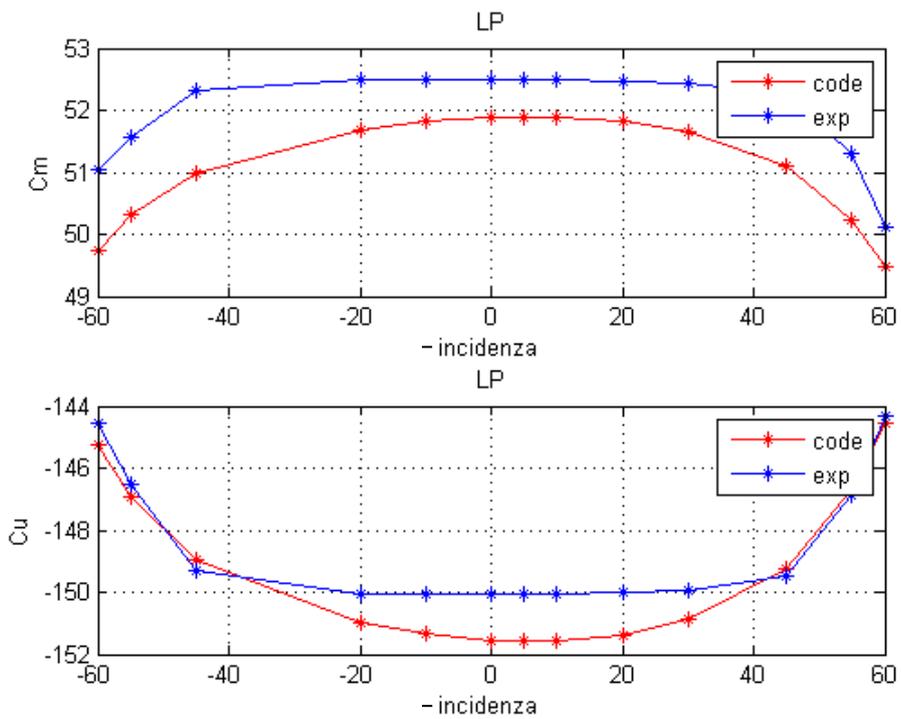


Fig. 101

### 3.2 Vapore

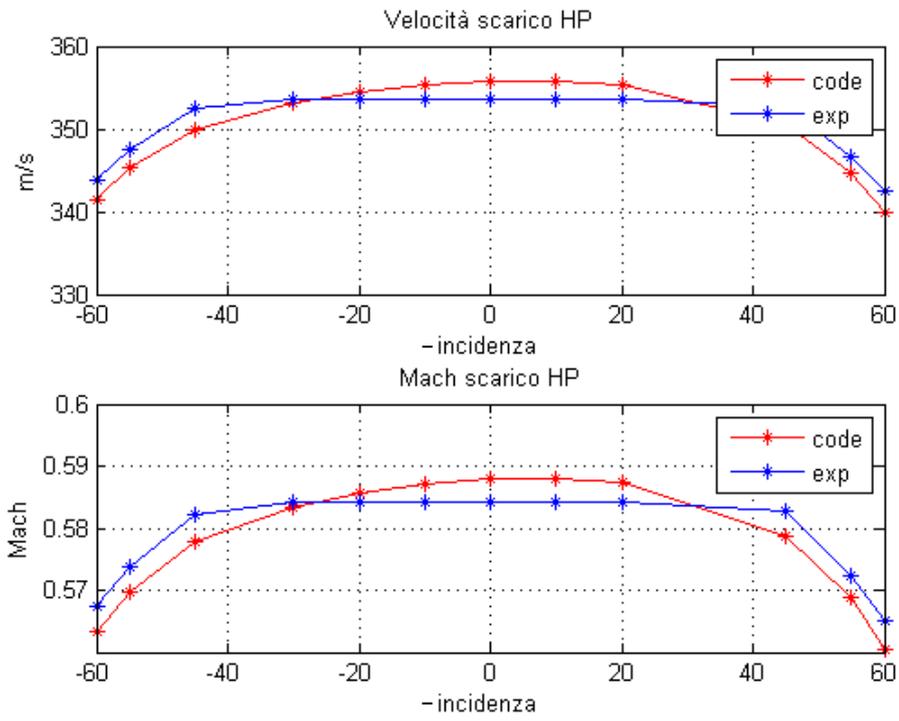


Fig. 102

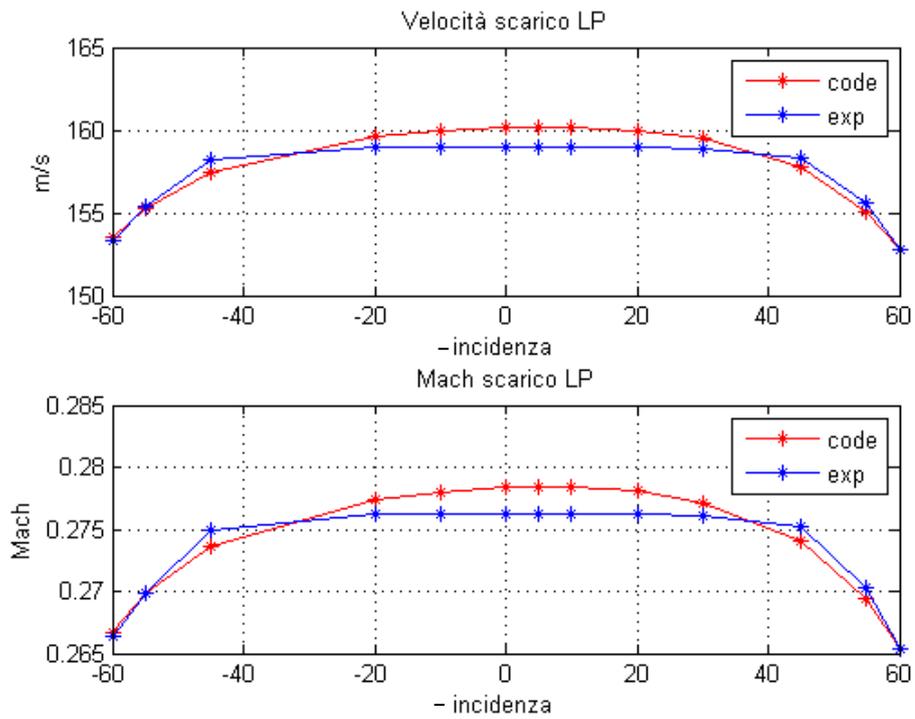


Fig. 103

### 3.2 Vapore

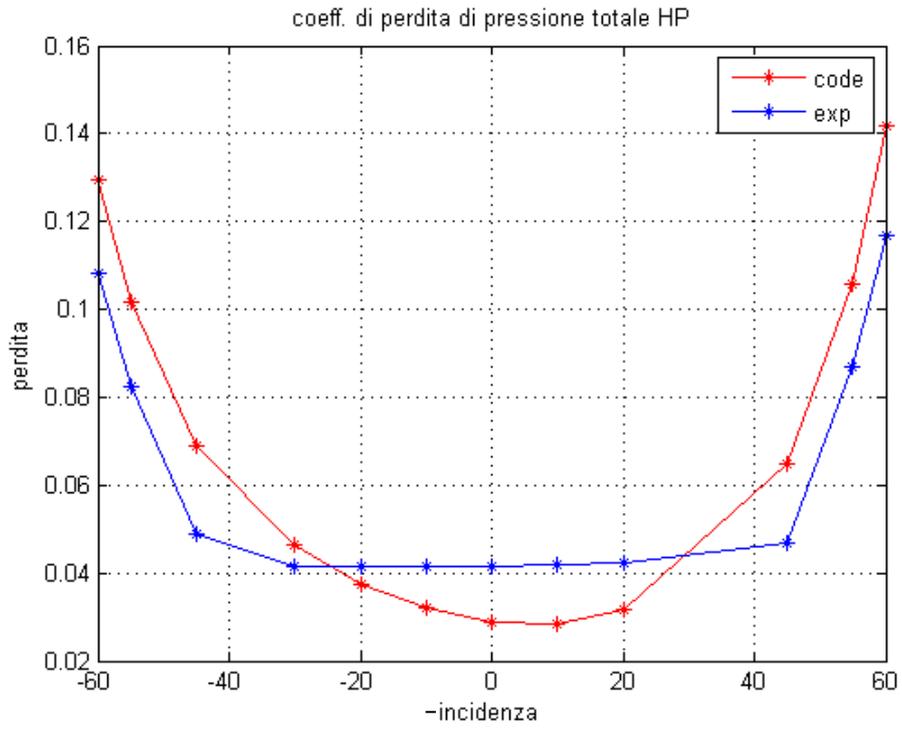


Fig. 104

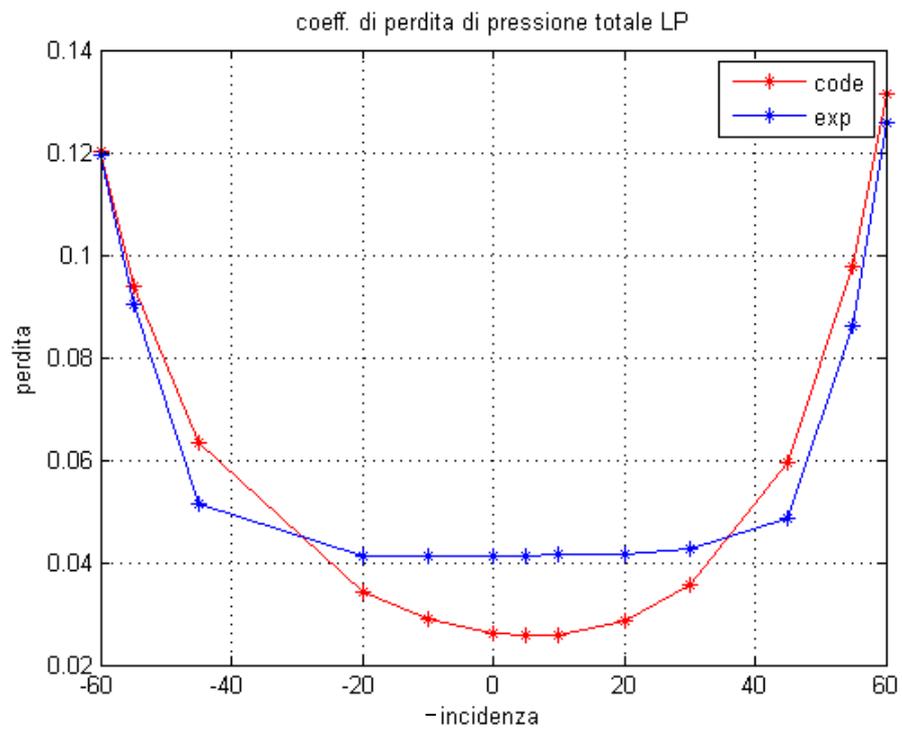


Fig. 105

### 3.2 Vapore

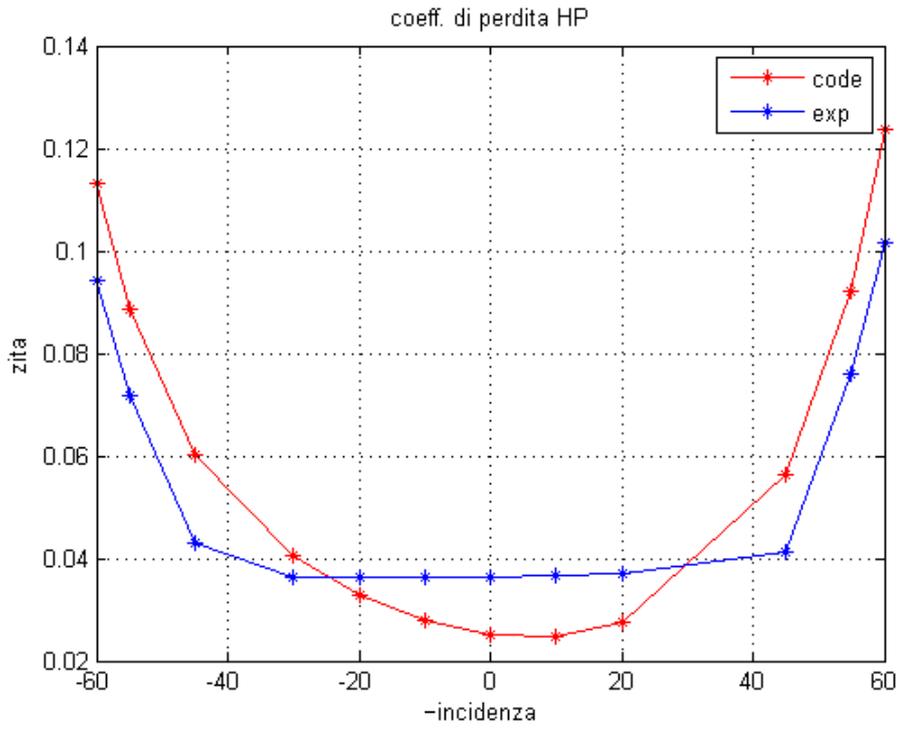


Fig. 106

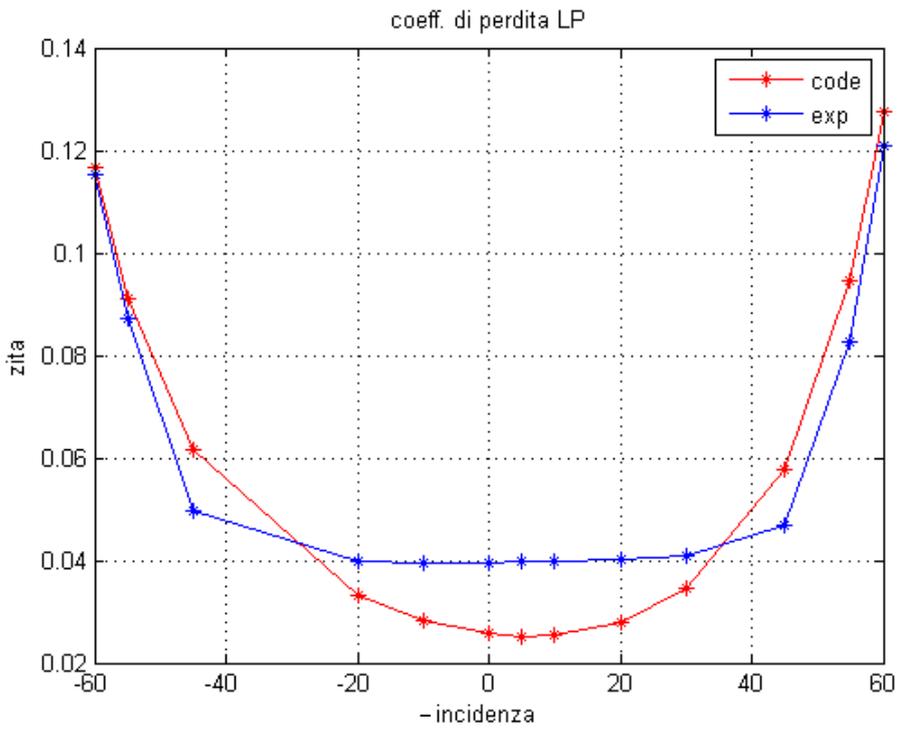


Fig. 107

### 3.2 Vapore

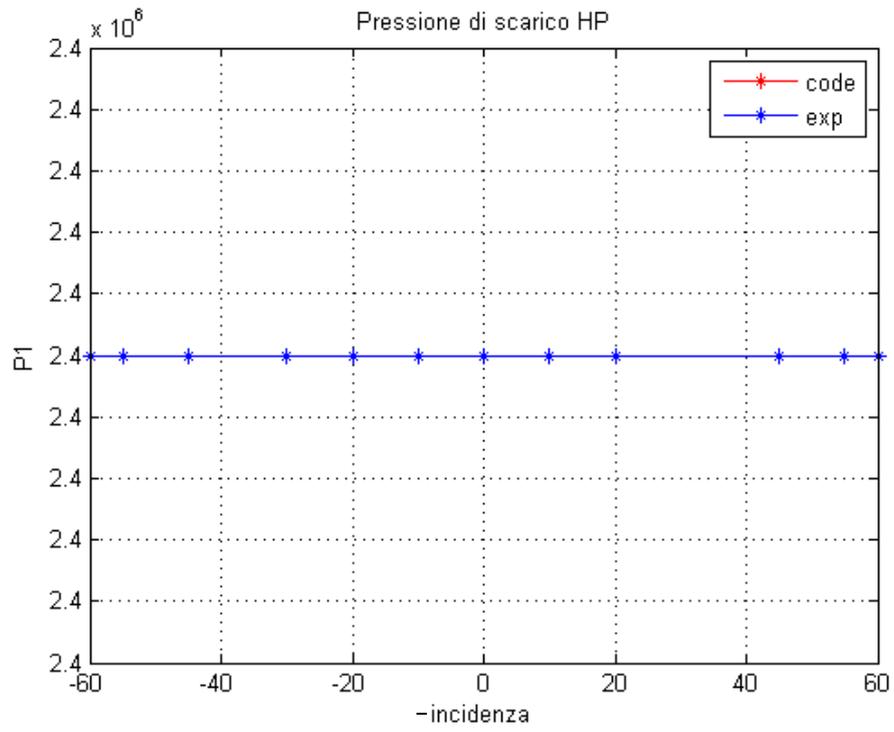


Fig. 108

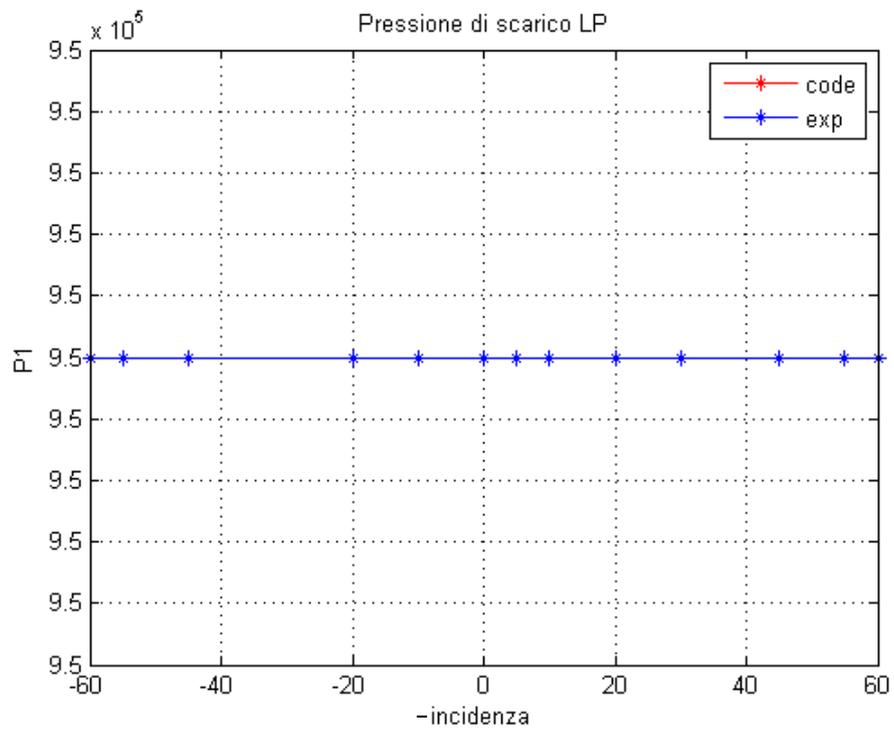


Fig. 109

### CONCLUSIONI E FUTURI SVILUPPI

In conclusione, si è potuto notare come non sia semplice riuscire a predire in maniera precisa le prestazioni di una turbomacchina. Si sono potuti testare vari tipi di codici in grado di fornire una buona approssimazione, se non numerica, certamente sugli andamenti (aspetto più che rilevante per possibili applicazioni in ambito di ottimizzazione).

Si è anche notato che spesso le perdite possono essere ridondanti e quindi andare a sovrapporsi e causare un'immotivata e deleteria sottostima del rendimento. Sempre per quanto riguarda le perdite, si è osservato come gli aspetti geometrici considerati dal codice siano molto semplificati (vedasi ad esempio la mancanza di correlazioni che legano lo spessore del bordo d'ingresso alle perdite per incidenza).

Per quanto concerne i loop di calcolo, invece, si è proceduto apportando modifiche successive, nell'intento di irrobustire la convergenza ogni qualvolta si riscontravano instabilità di calcolo:

- Si è partiti da un codice che, data portata e condizioni totali d'ingresso trovava iterativamente l'entalpia del punto di uscita reale e, sottraendovi le perdite, individuava il punto isoentropico da cui si rendeva nota la pressione di scarico e quindi lo stato reale allo scarico.
- Si è passati ad un codice che, per gli stessi parametri all'ingresso trovava iterativamente lo stato isoentropico allo scarico e solo successivamente, sempre con approccio iterativo, sommava a questo le perdite per trovare lo stato reale.
- Da ultimo, si è realizzato un loop per (utilizzato esclusivamente per la schiera alimentata con vapore), nel quale, dando in input lo stato totale all'ingresso e la pressione statica all'uscita, si trovava immediatamente lo stato isoentropico per poi aggiungervi iterativamente le perdite così da individuare lo stato reale.

L'utilizzo di uno o dell'altro codice è dettato oltre che dai risultati più o meno attendibili e accurati anche dai parametri che si vogliono fornire in input.

Tra i primi due, il secondo codice è quello che ha dato i risultati migliori per gli stadi a gas ideale mentre l'ultimo è risultato essere il migliore per le schiere a vapore.

Tra i possibili sviluppi che si suggeriscono come prosecuzione del lavoro svolto, si sottolineano:

- L'indagine del secondo stadio di turbina a gas, che vedeva i risultati del codice ancora lontani da quelli sperimentali, nonostante per il primo stadio lo stesso codice fornisse risultati molto buoni;

## CONCLUSIONI E FUTURI SVILUPPI

- La modifica del modello di Craig&Cox mediante l'introduzione di correlazioni che leghino la perdita di incidenza alla geometria del leading edge del profilo. Tale lacuna si è, infatti, manifestata molto chiaramente nelle verifiche effettuate.

Sarà infine necessario validare il programma nella sua configurazione multistadio, cosa che non si è potuta completare in questa sede a causa della mancanza di tempo e, soprattutto, dell'enorme difficoltà riscontrata nel reperimento di dati sperimentali. Sempre per lo stesso motivo, restano da validare le correlazioni di perdita introdotte per vapore umido e parzializzazione.

## Bibliografia

- [1] D. G. Ainley e G. C. R. Mathieson, Method of Performance Estimation for Axial-Flow Turbines, Great Britain: A.R.C. R.&M., 1951.
- [2] D. G. Ainley e G. C. R. Mathieson, An Examination of the Flow and Pressure Losses in Blade Rows of Axial-Flow Turbines, Great Britain: A.R.C. R.&M., 1955.
- [3] W. Traupel, Termische Turbomaschinen Zweiter Band Geländerte Betriebsbedingungen, Regelung, Mechanische Probleme, Temperaturprobleme, New York: Springer-Verlag, 1977.
- [4] H. Craig e H. Cox, Performance Estimation of Axial Flow Turbines, vol. 185, G.B.: Institution of Mechanical Engineers, 1970-71.
- [5] E. Benini, G. Boscolo e A. Garavello, «assessment of loss correlations for performance prediction of low reaction gas turbine stages,» in *Proceedings of the ASME International Mechanical Engineering Congress and Exposition*, Boston, 2008.
- [6] A. White, J. B. Young e P. T. Walters, «Experimental validation of a condensing flow theory for a stationary cascade of steam turbine blades,» 1996.